

Sanitized Copy Approved for Release 2010/12/16 : CIA-RDP80T00246A012800390001-7

**Page Denied**

Sanitized Copy Approved for Release 2010/12/16 : CIA-RDP80T00246A012800390001-7

## INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

## CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY

This material contains information affecting the National Defense of the United States within the meaning of the Espionage Laws, Title 18, U.S.C. Secs. 793 and 794, the transmission or revelation of which in any manner to an unauthorized person is prohibited by law.

COUNTRY **East Germany**

REPORT

SUBJECT **Basic Plasma Research Articles by  
East German Scientists**

DATE DISTR. 26 Apr 61

NO. PAGES 1

50X1-HUM

REFERENCES

DATE OF  
INFO.PLACE &  
DATE ACQ.

THIS IS UNEVALUATED INFORMATION

six East German reprints of technical papers dealing with basic plasma research. All of the articles are written in German and are entitled as follows:

50X1-HUM

- A. "Layer Striations in Weak Current Impulse Discharges" (argon) by K. Rademacher and Karl Wojacek of the East German Physical Technical Institute of the Academy of Wissenschaften Forschungsgemeinschaft.
- B. "Temperature Dependence of Various Processes, the Determination of Elastic Collision Between Electrons and Atoms" by K. Wojacek.
- C. "A Simplified Diffusion Theory of Current Striations" by K. Wojacek.
- D. "The Artificially Produced Moving Striations in Argon Low Pressure Discharges" by K. Wojacek.
- E. "Considerations of Amplification in the Diffusion Theory of Current Striations" by K. Wojacek.
- F. "Current Striations of Small Amplitude in Argon Low Pressure Discharges" by K. Wojacek.

50X1-HUM

-end-

EXCLUDED FROM AUTOMATIC REGRADING  
DOD DIR 5200-10 DOES NOT APPLY

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

STATE	ARMY	NAVY	AIR	FBI	AEC	VED	✓
-------	------	------	-----	-----	-----	-----	---

## INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

**NOFORN** **LIMITED** **NO DISSEM ABROAD** **LIMITED**  
Dissemination limited to full-time employees of CIA, AEC and FBI; and, within State and Defense, to the intelligence components, other offices producing NIS elements, and higher echelons with their immediate supporting staffs. Not to be disseminated to consultants, external projects or reserve personnel on short term active duty (excepting individuals who are normally full-time employees of CIA, AEC, FBI, State or Defense) unless the written permission of the originating office has been obtained through the Assistant Director for Central Reference, CIA.

## FOR OFFICIAL USE ONLY

Sonderdruck aus  
 Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin  
 Band 1 · Heft 1 · 1959  
 Akademie-Verlag · Berlin

K. WOJACZEK

Physikalisches Institut der Deutsch. Akad. Wiss., Forschungsgemeinschaft

### Die Berücksichtigung der Amplifikation in der Diffusionstheorie der laufenden Schichten

Ergebnisse an künstlich erzeugten laufenden Schichten in der Argon-Kathodenstrahlröhre (1) haben gezeigt, daß die Frequenz der natürlichen laufenden Schichten wesentlich durch die Amplifikation der Schichten bestimmt ist, welche gewöhnlich in der Theorie vernachlässigt wird, indem man von vornherein mit einer reellen Wellenzahl rechnet. Vorliegende Untersuchung soll prüfen, ob man im Rahmen der einfachsten Diffusionstheorie laufender Schichten, in der mit konstanter Elektronentemperatur gerechnet wird, schon allein durch Berücksichtigung der Amplifikation in bessere Übereinstimmung mit dem Experiment gelangen kann.

Wir gehen aus von dem Gleichungssystem für die Elektronen- und Ionenkonzentrationen  $n$ , und  $n_i$ , und die Längsfeldstärke  $E$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ n, b, E + b, U, \frac{\partial n}{\partial x} \right\} + \frac{n}{\tau} - z n_i &= 0, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ n, b, E - b, U, \frac{\partial n_i}{\partial x} \right\} + \frac{n_i}{\tau} - z n &= 0, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= 4 \pi e (n_i - n). \end{aligned}$$

Dabei bedeuten  $U$ , und  $U_i$  die Elektronen- und Ionentemperatur in Volt und  $\tau$  die Trägerlebensdauer.  $n$  ist die Ladungsträgerkonzentration in Rohmitte im ungestörten Fall. Dieses Gleichungssystem liegt, wenn

FOR OFFICIAL USE ONLY

## FOR OFFICIAL USE ONLY

Sonderdruck aus  
 Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin  
 Band 7, Heft 1, 1960  
 Akademie-Verlag · Berlin

H. WOJACEK

Physikalisch-Technisches Institut der Dtsch. Akad. Wiss., Forschungsgemeinschaft

### Die Berücksichtigung der Amplifikation in der Diffusionstheorie der laufenden Schichten

Messungen an künstlich erzeugten laufenden Schichten in der Argon-Niederdruckentladung (1) haben gezeigt, daß die Frequenz der natürlichen laufenden Schichten wesentlich durch die Amplifikation der Schichten bestimmt ist, welche gewöhnlich in der Theorie vernachlässigt wird, indem man von vornherein mit einer reellen Wellenzahl rechnet. Vorliegende Untersuchung soll prüfen, ob man im Rahmen der einfachsten Diffusionstheorie laufender Schichten, in der mit konstanter Elektronentemperatur gerechnet wird, schon allein durch Berücksichtigung der Amplifikation in bessere Übereinstimmung mit dem Experiment gelangen kann.

Wir gehen aus von dem Gleichungssystem für die Elektronen- und Ionenkonzentrationen  $n$  und  $n_+$  und die Längsfeldstärke  $E$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ n \left( b_e E + b_e U \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right\} + \frac{n}{\tau} - i n_+ &= 0, \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ n_+ \left( b_+ E - b_+ U \frac{\partial n_+}{\partial x} \right) \right\} + \frac{n_+}{\tau} - i n_+ &= 0, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= 4\pi e (n_+ - n). \end{aligned} \quad (1)$$

Dabei bedeuten  $U_e$  und  $U_+$  die Elektronen- und Ionentemperatur in Volt und  $\tau$  die Trägerlebensdauer.  $n$  ist die Ladungsträgerkonzentration in Rohmitte im ungestörten Fall. Dieses Gleichungssystem liegt, wenn

FOR OFFICIAL USE ONLY



FOR OFFICIAL USE ONLY

auch mit abweichenden Bezeichnungen, sowohl der Theorie laufender Schichten von WATANABE und OLSSON [2] als auch der Theorie stehender Schichten von PRUDKOWSKAJA und SCHUBOKOW [3] zugrunde. Mit dem Ansatz

$$\begin{aligned} n_1 &= n(1 + v_1 \exp(ikx - i\omega t)), \\ (2) \quad n_2 &= n(1 + v_2 \exp(ikx - i\omega t)), \\ E &= E_0(1 + \eta \exp(ikx - i\omega t)) \end{aligned}$$

folgt aus (1) unter Berücksichtigung, daß im zeitunabhängigen Fall  $\epsilon z = 1$  ist, und bei Beschränkung auf nur lineare Glieder in  $v_1$ ,  $v_2$  und  $\eta$

$$\begin{aligned} -i\omega v_1 - ikE_0 b_1 v_1 - ikE_0 b_1 \eta + U_1 b_1 k^2 v_1 - \epsilon v_1 &= 0, \\ (3) \quad -i\omega v_2 + ikE_0 b_2 v_2 + ikE_0 b_2 \eta - U_2 b_2 k^2 v_2 - \epsilon v_2 &= 0, \\ ikE_0 \eta &= 4\pi \epsilon n(v_1 - v_2). \end{aligned}$$

Nach Elimination von  $\eta$  erhält man als Bedingungsgleichung dafür, daß das entstehende lineare homogene Gleichungssystem eine nichttriviale Lösung in  $v_1$  und  $v_2$  besitzt, die Dispersionsgleichung in der Gestalt

$$(4) \quad \begin{vmatrix} -i\frac{\omega}{b_1} - ikE_0 + k^2 U_1 - \frac{1}{\epsilon b_1} + 4\pi \epsilon n & -4\pi \epsilon n \\ -\frac{1}{\epsilon b_2} - 4\pi \epsilon n & -i\frac{\omega}{b_2} + ikE_0 - k^2 U_2 + 4\pi \epsilon n \end{vmatrix} = 0,$$

Unter den Bedingungen, unter denen in der Wirklichkeit Schichten auftreten, ist  $|-i\frac{\omega}{b_1} + E_0 ik - k^2 U_1| < 4\pi \epsilon n$ . Für diesen Fall, der auch in (5) ins Auge gefaßt wird, erhält man als Dispersionsgleichung

$$(5) \quad k^2(U_1 - U_2) - i\omega\left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}\right) - \frac{1}{\epsilon}\left(\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}\right) = 0,$$

oder unter Berücksichtigung der Größenordnungen

$$(6) \quad k^2 U_1 - i\frac{\omega}{b_1} - \frac{1}{\epsilon b_1} = 0.$$

Setzt man hierin  $k = \kappa + i\delta$  und faßt man in Anlehnung an das Experiment  $\kappa$  und  $\delta$  als Funktionen der reellen Kreisfrequenz  $\omega$  auf, ergibt sich durch Zerlegung von (6) in Real- und Imaginärteil

$$(7) \quad \kappa^2 - \delta^2 = \frac{1}{\epsilon b_1 U_1}, \quad 2\kappa\delta = \frac{\omega}{b_1 U_1}.$$

Hieraus erhält man unter Benutzung der im Diffusionsregime gültigen Beziehung

$$(8) \quad \frac{1}{\epsilon} = \frac{2\kappa}{b_1 U_1}, \quad \lambda = 2, 4$$

FOR OFFICIAL USE ONLY

## FOR OFFICIAL USE ONLY

für die reelle Wellenzahl und für die Amplifikation die Ausdrücke

$$(9) \quad n = \pm \frac{1}{R} \Phi(\omega \tau), \quad d = \pm \frac{1}{2R} \Phi'(\omega \tau)$$

Definiert ist

$$(10) \quad \Phi(\omega \tau) = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + (\omega \tau)^2}).$$

Bei dem zugrunde gelegten Koordinatensystem entsprechen den positiven Werten von  $n$  Wellen, die von der Anode zur Kathode wandern. Die zugehörige Wellenamplifikation wächst wegen  $d > 0$  vom kathodenseitigen Ende der Säule aus an [1], und zwar soweit, bis nichtberücksichtigte nichtlineare Effekte ein weiteres Ansteigen verhindern. Schichten mit umgekehrter Laufrichtung ( $n < 0$ ) können sich wegen starker räumlicher Dämpfung ( $d < 0$ ) nicht von der Kathode aus ausbreiten.

Abb. 1 stellt für den Fall der positiven Schichten ( $n > 0$ ) die sich aus (9) und (10) ergebende relative Schichtweite  $n/R$  und die relative Amplifikation  $d/R$  in Abhängigkeit von der relativen Frequenz  $\omega \tau$  dar. Da sich die Schichtweite bis auf einen Faktor der Größenordnung 1 in Übereinstimmung mit dem Experiment ergibt, erhält man im Rahmen dieser Theorie größtmögliche Näherungswerte für die Laufgeschwindigkeiten, wenn man die gemessenen Schichtfrequenzen

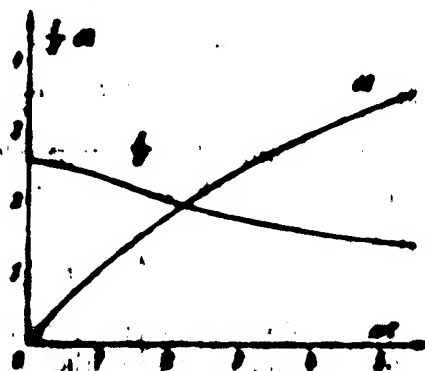


Abb. 1

benutzt. Der bisher übliche Ansatz (2) mit reeller Wellenzahl, der dem Fall  $d/R = 0$  entspricht, ist dagegen gemäß (9) nur für  $\omega = 0$  erfüllbar und liefert daher nur statische Schichtwerte. Wie man jedoch der Abb. 1 für  $\omega \tau = 0$  entnimmt, steigt die Schichtweite mit wachsender Frequenz an, während die Amplifikation zunächst ansteigt. Den Maximumwert erreicht aber bei festgehaltenem Entladungszustand die Schichtweite mit zunehmender Frequenz, und die Amplifikation nimmt ein Maximum an, dessen Lage die natürliche Schichtfrequenz bestimmt. Die qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist durch diesen Verlauf nicht schlecht.

<sup>1</sup> Von Fall verschiedener Wanderungseigenschaften, wie sie im Rahmen des Problems von WATANABE und OLSON erhalten wurden, entsprechen Schichten, deren Schichtzustand sehr klein gegenüber der Debye-Länge ist [3]. Dieser Fall ist aber bei den hier interessierenden Schichten niemals verwirklicht.

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

Im Anschluß hieran kann noch in vereinfachter Weise der Fall betrachtet werden, daß die Neubildung von Ladungsträgern nicht im Direktstoß, sondern überwiegend durch Stufenionisation erfolgt. Fungieren als Zwischenterme metastabile Niveaus, so ist  $z$  weiterhin von den Schwankungen der Elektronenkonzentration unabhängig, da die metastabilen Atome eine viel zu große Lebensdauer haben, als daß sie den Schwankungen der Elektronenkonzentration folgen könnten, wie eine leichte Abschätzung zeigt. In diesem Fall ändert sich am früheren Ergebnis nichts. In dem anderen Extremfall, wo die Stufenionisation über vergleichsweise kurzlebige Atomzustände erfolgt, kann

$$(11) \quad z = \alpha n,$$

gesetzt werden [4]. Hiermit ergibt sich mit (2)

$$(12) \quad \frac{n}{v} - \alpha n^2 = -2 \frac{n}{v} v \exp(i k x - i \omega t).$$

Damit gewinnt die Dispersionsgleichung die Gestalt

$$(13) \quad k^2 U - i \frac{\omega}{b_p} - \frac{2}{v b_p} = 0,$$

wonach sich unter Beibehaltung der Beziehung (8) [4] an Stelle (9) für die positiven Schichten

$$(14) \quad s = \frac{\sqrt{2} \cdot 3 \pi R}{\lambda} \frac{1}{\phi\left(\frac{\omega \tau}{2}\right)}, \quad d = \frac{\lambda \sqrt{2}}{R} \frac{\omega \tau}{\phi\left(\frac{\omega \tau}{2}\right)}$$

ergibt. Auf diese Weise erhält man zwar wegen  $s \approx 3,7 R$  eine Schichtweite, die dem Abstand natürlicher laufender Schichten im Grenzbereich sehr nahe kommt; jedoch bleibt die Diskrepanz zwischen berechneter und gemessener Frequenzabhängigkeit von  $s$  und  $d$  für künstlich erzeugte laufende Schichten bestehen.

Die einfache Diffusionstheorie der laufenden Schichten ist also noch in entscheidender Weise verbesserungsbedürftig, wenn auch in der vorliegenden Fassung der Theorie Schichten mit Wanderungsgeschwindigkeiten möglich sind, die den Geschwindigkeiten der wirklich beobachteten nahe kommen.

#### Literaturverzeichnis

- [1] WOLLENB, K., Ann. Phys. 8 (1955) 69.
- [2] WATANABE, S., OLSON, N. L., Phys. Rev. 99 (1955) 1701.
- [3] PRUDKOWSKAJA, O. W., SCHMOKOW, M. P., ДАН СССР (Ber. Akad. Wiss. UdSSR) 118 (1967) 1023.
- [4] SPANKE, E., Z. Phys. 127 (1969) 221.

Eingegangen: 16. Juli 1968

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

---

*Neudruck aus Annalen der Physik 7 Folge · Bd. 2 · Heft 1-2 · 1968*  
**VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH IN LEIPZIG**  
Printed in Germany

---

***Über künstlich erzeugte  
laufende Schichten in der Argon-Niederdruckentladung***

***Von Karl Wojacek***

**Mit 8 Abbildungen**

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

FOR OFFICIAL USE ONLY

### Inhaltsbericht

Oberhalb der Puppschen Grenzstromstärke  $i_0$  können durch periodische äußere Störungen passender Frequenz künstlich stationäre laufende Schichten in der positiven Säule der Edelgas-Niederdruckentladung angeregt werden. Die Schichten laufen aus der Anodenrichtung kommend bis zur Erregungsstelle der Störung. Die Schichtungseigenschaften ändern sich mit Strom und Frequenz einem exponentiellen Anstieg oder Abfall. Dieses Verhalten wurde eingehender für Argon bei 1 Torr untersucht; es wurde die Dispersion und die Amplifikation der künstlichen laufenden Schichten in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen. Die sich aus der Dispersion bei der natürlichen Schichtungsfrequenz ergebende Gruppengeschwindigkeit stimmt überein mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pekárek'schen Schichtungswelle. Hieraus ergibt sich unter Benutzung einer von Pekárek abgeleiteten Beziehung, daß die natürliche Schichtungsfrequenz in gewissen Bereichen der Entladungsparameter ein Viertel der Stoßfrequenz des Elektrons für ionisierende Stöße beträgt. Die Amplifikation zeigt in Nähe der natürlichen Schichtungsfrequenz ein Maximum, das um so größer wird, je näher man der Grenzstromstärke kommt, bis die Amplifikation schließlich bei  $i_0$  es groß wird, daß Selbstregung einsetzt.

### 1. Bisher vorliegende Arbeiten

Über künstlich erzeugte laufende Schichten in Edelgas-Entladungen liegen erst sehr wenige Untersuchungen vor. Dies dürfte seinen Grund in der Tatsache haben, daß in der Edelgas-Niederdrucksäule in dem üblicherweise untersuchten Strombereich unter 0,5 A fast immer natürliche laufende Schichten vorhanden sind. Unter diesen Bedingungen ruft eine niederfrequente periodische Störung von außen, die etwa in Form einer Modulation des Entladungsstroms verwirklicht werden kann, vornehmlich quasistationäre Schichten und andere zusätzliche Effekte<sup>1)2)3)</sup> hervor, welche das äußere

<sup>1)</sup> A. A. Saisow, Bechn. M'Y (Mitt. Mosk. Staatl. Univ.) physik.-math. Ser. Nr. 10, 41 (1961).

<sup>2)</sup> A. A. Saisow, Izv. Akad. Wissensch. UdSSR) 79, 779 (1961); 84, 41 (1962).

<sup>3)</sup> A. B. Stewart, J. opt. Soc. Amer. 45, 661 (1955).

FOR OFFICIAL USE ONLY

## FOR OFFICIAL USE ONLY

K. Wojaszek: Laufende Schichten in der Argon-Hochdruckentladung

69

Erscheinungsbild nur komplizieren, ohne einen tieferen Einblick in den Mechanismus der laufenden Schichten selbst zu gewähren.

Fruchtbarer erscheinen Untersuchungen in Parameterbereichen, in denen die Entladung von Natur aus frei von laufenden Schichten brennt. Sarzew<sup>1)</sup> entdeckte, daß die positive Säule der Neonentladung bei Strömen um einige mA herum in einem bestimmten Druckbereich keine laufenden Schichten aufweist. In diesem Parameterbereich konnte Sarzew mit Hilfe eines Tonfrequenzgenerators in einem gewissen Frequenzintervall künstlich laufende Schichten erzeugen und deren Dispersion messen. In dem von ihm publizierten Fall<sup>1)</sup> ( $p = 2,6$  Torr Ne,  $i = 2,5$  mA und 3,5 cm Rohrdurchmesser) ergab sich eine annähernd lineare Abhängigkeit der Wanderungsgeschwindigkeit  $v$  der Schichten von der Störfrequenz. Eingehendere quantitative Messungen an diesen künstlich erzeugten laufenden Schichten wurden jedoch nicht bekannt. Qualitativ ergab sich aus seinen Untersuchungen auch in der verfeinerten Form<sup>2)</sup> ein recht verwickeltes Bild, insofern, als manchmal gleichzeitig neben den „anodischen“ Schichten auch sogenannte „kathodische“ (negative) Schichten<sup>3)</sup> sowie quasistationäre Schichten auftraten, die sich auch in der Form ihres räumlichen Abklings unterschieden.

Unter den gleichen Entladungsbedingungen konnte Pekárek<sup>4)</sup> in der schichtungsfreien positiven Neonsäule durch äußere elektrische Kurzzeitimpulse von sehr niedriger Wiederholungsfrequenz sogenannte Schichtungsstellen anregen. Das Maximum jeder Schichtungsstelle wandert mit einer konstanten Geschwindigkeit  $s$  unter weitgehender Wandlung des Schwingungsbildes von der Kathode zur Anode. Jede Schichtungsstelle besteht aus einzelnen Schichten, welche wie die natürlichen positiven Schichten mit der Geschwindigkeit  $v$  gegen die Kathode laufen. Manchmal treten gleichzeitig zwei Schichtungsstellen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten auf. Die Formänderungen der Schichtungsstelle während ihres Durchlaufes der Entladungsstrecke konnte Pekárek sehr gut durch eine phänomenologische Theorie beschreiben<sup>5)</sup>, in die nur gewisse Zeitkonstanten, die Schichtweite  $s$  und die Geschwindigkeiten  $s$  und  $v$  eingehen. Die Zusammenhänge zwischen den Zeitkonstanten,  $s$ ,  $s$  und  $v$  und den jeweils vorliegenden Entladungsparametern konnten dabei nicht geklärt werden.

## 2. Versuchsanordnung und Meßbereich

Die eigenen Experimente wurden in Argon bei Stromstärken oberhalb der von Pupp<sup>6)</sup> gefundenen Grenztromstärke  $i_0$  für den Existenzbereich laufender Schichten durchgeführt. Die Hauptversuche wurden in dem auf Abb. 1 der Arbeit<sup>6)</sup> dargestellten kreisförmigen Entladungsgefäß angestellt, das bei

<sup>1)</sup> A. A. Sarzew, L. Pekárek, Becht. MIV (Mitt. Mus. Staatl. Univ.), physik.-math. Ser. Nr. 3, 69 (1964).

<sup>2)</sup> T. Donabue, G. M. Dieke, Phys. Rev. 81, 805 (1951).

<sup>3)</sup> L. Pekárek, Becht. MIV (Mitt. Mus. Staatl. Univ.) physik.-math. Ser. Nr. 3, 75 (1964); Czechoslov. Journ. Phys. 4, 221 (1964).

<sup>4)</sup> L. Pekárek, Czechoslov. Journ. Phys. 7, 583 (1967); Probleme des Plasmas in Physik und Astronomie, Berlin 1968.

<sup>5)</sup> W. Pupp, Physik. Z. 33, 644 (1932).

<sup>6)</sup> K. Rademacher, K. Wojaszek, Ann. Physik (7) 2, 57 (1959).

FOR OFFICIAL USE ONLY

ungeheizten Glühwendeln mit reinem Argon von 1 Torr gefüllt und von der Pumpe abgeschmolzen war. (Rohrdurchmesser 8,15 cm.) In diesem Rohr konnten gleichzeitig zwei Hauptentladungen mit sich kreuzenden Säulen betrieben werden, wobei in diesem Fall die Grenzstromstärke  $i_g \approx 1,9$  A betrug. Etwaige in der Quarentladung vorhandene Schwingungen können mit einer solchen Anordnung leicht in die positive Säule der Längsentladung eingekoppelt werden, ohne daß in dieser nennenswerte Stromschwankungen auftreten. Der Deutlichkeit halber bezeichnen wir wie in der Arbeit<sup>1)</sup> die Entladungen im Kreuzrohr durch zwei Indizes, von denen der erste gemäß Abb. 1<sup>b)</sup> den Ort der Kathode, der zweite den Ort der Anode kennzeichnen soll. Neben dem Kreuzrohr wurden auch gestreckte Entladungsröhre von 3,1 cm Durchmesser und etwa 1 m Länge mit und ohne eingeschmolzene Sonden verwendet. In allen Fällen wurden anodische Störschwingungen mittels Pappschir Hilfeentladung an der Anode unterdrückt<sup>2)</sup>.

Für die Impulsanregung wurde ein homomorpher Impulsgenerator mit einer Leistung von maximal 10 kW bei 5 kV verwendet. Die Impulsdauer betrug maximal 10  $\mu$ sec.

Die laufenden Schichten wurden in der üblichen Weise mittels Sekundärelektronenvervielfachern in Verbindung mit einem Verstärker und einem Oszillographen gemessen.

### 3. Die Erzeugung künstlicher laufender Schichten

Die Untersuchungen gingen zunächst von der Frage aus, ob durch anodische Störschwingungen oberhalb der Grenzstromstärke in der positiven Säule laufende Schichten erzeugt werden können. Da die Frequenz der anodischen Störschwingungen bei geladener Hilfeentladung oder bei Überheizung der Hilfestrichkathode wenig stabil ist, wurden künstliche Schwingungen an der Anode dadurch erzeugt, daß der Strom der sonst normal brennenden Hilfestrichentladung mit Hilfe eines Tonfrequenzgenerators moduliert wurde. Tatsächlich konnten mit einer derartigen Anordnung in einem gewissen Frequenzbereich in Nähe der natürlichen Schichtfrequenz  $\nu_s$  laufende Schichten in der positiven Säule erzeugt werden, die von der Anode zur Kathode wanderten, wobei ihre Amplituden annähernd exponentiell abnahmen. Dies sprach zunächst dafür, daß sich die anodischen Störschwingungen unmittelbar als positive Schichten in die angrenzende positive Säule hinein ausbreiten.

Eine nähere Untersuchung ergab jedoch, daß die Schichtamplituden bei gleichem Modulationsgrad des Hilfeentladungstroms für die verschiedenen Frequenzen durchaus nicht in Anodennähe gleiche Höhe zeigten, wie man es auf Grund obiger Vorstellung erwarten sollte. Die Schichtamplituden waren vielmehr in Anodennähe für die Resonanzfrequenz  $\nu_s$  am größten, obwohl gerade für diese Frequenz der größte Abklingfaktor beobachtet wurde; etwa gleiche Schichtamplituden für die verschiedenen Frequenzen zeigten sich dagegen am kathodenseitigen Ende der Säule. Daraus ist zu schließen, daß nicht die Anode die unmittelbare Quelle für die künstlichen laufenden Schichten darstellt, sondern daß die laufenden Schichten, obwohl sie in Richtung

<sup>1)</sup> W. Papp, Physik. Z. 24, 706 (1953).

FOR OFFICIAL USE ONLY



FOR OFFICIAL USE ONLY

## K. Weizsäcker: Laufende Schichten in der Argon-Niederdruckentladung 71

auf die Kathode wandern, am kathodenseitigen Ende der Säule hervorgezogen werden.

Für die Erregung der empfindlichen kathodennahen Stelle sind bei der beschriebenen Einkoppelung der Störung die durch die anodischen Schwingungen verursachten Schwankungen des Hauptentladungstroms verantwortlich zu machen. Daß diese vorhanden sind, zeigen die überall in der Säule auftretenden gleichphasigen Schwankungen der Lichtintensität, welche sich den sonst sinusförmigen Schichtschwingungen überlagern. Tatsächlich kann man die gleichen Erscheinungen auch durch eine schwache Modulation des Hauptentladungstromes erzielen, ohne daß an der Anode merklich lokalisierte Schwingungen auftreten. Daß die Anode bei der Entwicklung laufender Schichten keine primäre Rolle spielt, wurde auch schon durch die in Arbeit<sup>6)</sup> beschriebenen Versuche festgestellt. Sogenannte negative Schichten<sup>8)</sup> wurden allerdings unter den hier vorliegenden Entladungsbedingungen nicht beobachtet.

Die bei den erwähnten Anregungsarten auftretenden Strommodulationen erschweren die genaue Bestimmung der Amplifikation sehr oder machen sie unmöglich, wenn die Schichtamplituden kleiner als die Lichtschwankungen auf Grund der Strommodulation sind. Die störende Strommodulation kann jedoch leicht eliminiert werden, wenn man die Schichten durch periodische Kurzzeitimpulse anregt. Über einige dabei auftretende Erscheinungen soll im übernächsten Abschnitt berichtet werden. Mit geringerem apparitären Aufwand und noch vollständiger kommt man zum gleichen Ziel, wenn man die periodischen Störungen durch eine zweite Entladung einkoppelt, die die positive Säule der zu untersuchenden Entladung kreuzt. Die dabei auftretenden lokalen Störungen sind mit einem relativ kleinen Spannungsaufwand in der gestörten Säule verbunden, so daß in dieser der Strom praktisch überhaupt nicht moduliert wird. Die Kreuzung fungiert dabei für die erste Entladung als eine neue Kathode, welche eine künstliche Schichtungsbildung in der anschließenden Säule bis zur Anode hin veranlassen kann.

## 4. Stationäre künstlich erzeugte laufende Schichten

Die sich bei passender Modulation im Kreuzrohr ausbildenden stationären laufenden Schichten wurden genauer ausgelesen. Hierzu wurde die zu untersuchende Entladung  $E_m$  etwas oberhalb der Grenzstromstärke  $i_g$  und gleichzeitig die Querentladung  $E_q$  mit  $i_m = 2,4$  A (Gleichstrom betrieben). Künstlich wurde  $i_m$  durch einen Tonfrequenzgenerator über einen angeschlossenen Leistungsverstärker moduliert. Die überlagerten Wechselstromamplituden betragen bis zu 100 mA. Für die Querentladung wurde die höhere Gleichstromstärke gewählt, um zusätzliche Störungen durch laufende Schichten in  $E_q$  zu vermeiden.

Während dabei das kurze Säulenstück der Entladung  $E_q$  zwischen 4 und 5 (s. Abb. 1 unten) wegen der sehr geringen Modulation von  $i_m$  im wesentlichen schwingungsfrei blieb, wurden in der Säule zwischen 5 und 1 laufende Schichten mit sinusförmigem Schwingungsbild erzeugt, deren Schichtweiten  $s$  in Abhängigkeit von der eingestellten Frequenz in Abb. 1 dargestellt sind. Im dem der Messung zugänglichen Strombereich zwischen 1,95 und 2,5 A konnte innerhalb der Meßgenauigkeit keine Stromabhängigkeit der Schicht-

FOR OFFICIAL USE ONLY

weite festgelegt werden. Abb. 2 stellt die sich aus  $v = s \cdot \nu$  ergebende Wanderungsgeschwindigkeit  $v$  der Schichten dar. Da  $s$  fast proportional der Frequenz ist, ist  $v$  annähernd proportional  $\nu^2$ , kann aber in dem vorliegenden

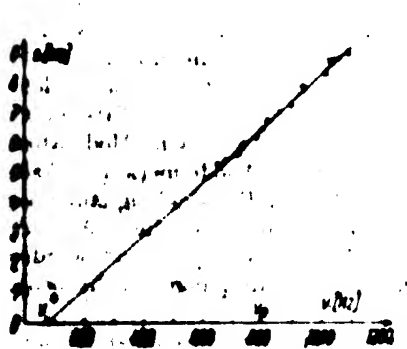


Abb. 1. Schichtbreite  $s$  künstlich erzeugter leitender Schichten als Funktion der Frequenz.  $N = 1,57$  cm,  $p = 1,06$  Torr,  $i = 9$  A

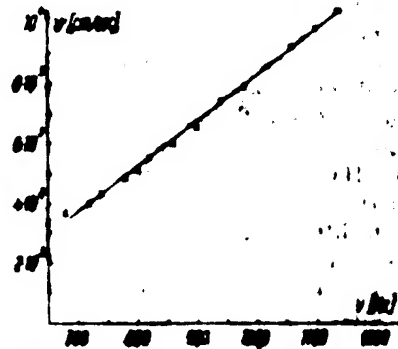


Abb. 2. Wanderungsgeschwindigkeit  $v$  künstlich erzeugter leitender Schichten als Funktion der Frequenz.  $s = 2,57$  cm,  $p = 1,06$  Torr,  $i = 9$  A

Frequenzbereich auch gut durch eine lineare Funktion approximiert werden, wie Abb. 2 zeigt.

Die Amplituden der oberflächigen Schichtschwingungen zeigen räumlich ein veränderliches, an- oder abklingendes Verhalten (Abb. 3). Sie lassen daher eine Beschreibung zu in der Form

$$J_{\omega} = A e^{d(x - x_0)} \quad (1)$$

wenn die positive  $x$ -Achse von der Anode zur Kathode weist und  $k = \mu + id = (2\pi/\lambda) + id$  die komplexe Wellenzahl ist. Da die Störung vom kathodenseitigen Ende des Stabensegments ausgeht, sprechen wir von Anklängen, wenn die Amplifikation  $d > 0$  ist, von Abklängen, wenn  $d < 0$  ist. Abb. 4 zeigt den Verlauf von  $d$  in Abhängigkeit von der Frequenz mit dem Entladungstrom  $i_0$  als Parameter. Die übertragenen Messwerte werden aus Messungen an jeweils zwei Stellen des Rohres gewonnen, um die Messungen möglichst schnell durchzuführen zu können, da sich auch kleine Stromänderungen sehr empfindlich in der Amplifikation bemerkbar machen. Wie man gut erkennt,

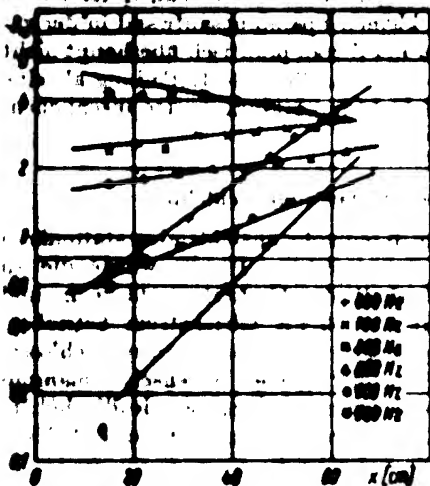


Abb. 3. Räumliche Schichtamplitude  $J$  künstlich erzeugter leitender Schichten als Funktion des Abstandes  $x$  von der Anode. Die Stöße sind dabei an der Stelle  $s = 70$  cm durch die schwingende Quarzleitung gegeben. Frequenz ist die Anregungsfrequenz. Der Abstand der Meßpunkte voneinander beträgt jeweils eine Schichtbreite

FOR OFFICIAL USE ONLY

## FOR OFFICIAL USE ONLY

K. Wejnau: Laufende Schichten in der Argon-Niederdruckentladung

73

nimmt  $d$  in Abhängigkeit von der Frequenz für alle Ströme bei der Resonanzfrequenz  $\nu_0$  ein Maximum an. Der maximale Wert  $d_0$  (Abb. 5) ist um so größer, je näher die Stromstärke der Grenzstromstärke kommt. Die Verläufe  $d(\nu)$  für die verschiedenen Stromstärken sind untereinander ähnlich.

Daß der Gang der Amplifikation (Abb. 4 und 5) kann man sich veranschaulichen, wie sich beim Übergang zu kleinen Stromstärken natürliche laufende Schichten in der positiven Säule einstellen. Bei hinreichend niedrigem Wert des Stroms, das ist bei der Grenzstromstärke, ist  $d$  so groß, daß schon eine geringe Rückkopplung des räumlich stark zur Anode hin anwachsenden Wellenvergangs zurück auf die empfindliche Stelle am Säulenende ausreicht, den einmal begonnenen Schichtungsprozeß stationär aufrechtzuerhalten. Dabei stellt sich im Grenzfall von selbst die Frequenz ein, die der maximalen Amplifikation entspricht, also die stromunabhängige Resonanzfrequenz, und als Funktion dieser die Schichtweite der laufenden Schichten. Dabei können sich allerdings für die Erfüllung von Rückkopplungsbedingung auch noch andere Frequenzen einstellen.

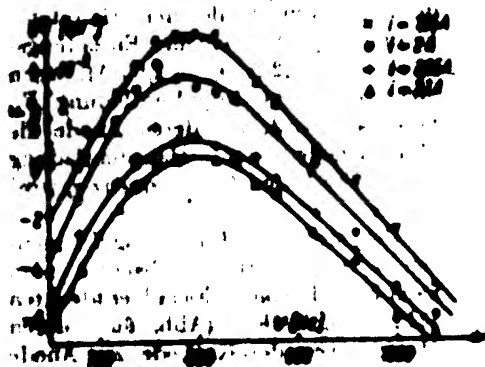


Abb. 4. Amplifikation künstlich erzeugter laufender Schichten als Funktion der Frequenz bei verschiedenen Stromstärken.  $R = 1,57$  cm,  $p = 1,04$  Torr

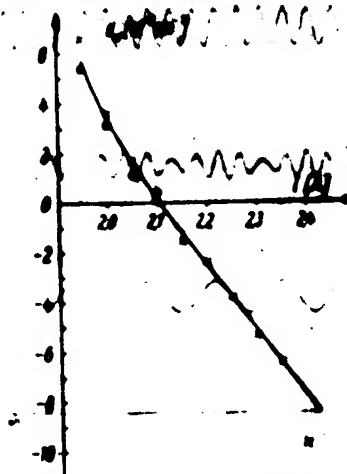


Abb. 5. Maximale Amplifikation als Funktion der Stromstärke.  $R = 1,57$  cm,  $p = 1,04$  Torr

Angewandungen gewisse geringe Frequenzverschiebungen ergeben. Diese lassen sich schematisch auch künstlich durch Änderung des Anoden-Kathoden-Abstandes oder der Stromstärke innerhalb gewisser Grenzen stetig einstellen<sup>11)</sup> und lassen damit andererseits die Möglichkeit, ein kleines Stück der Dispersionskurve nach unten solchen Entladungsbedingungen experimentell zu bekommen, wo natürliche laufende Schichten vorhanden sind. Daß die Amplifikation auch für natürliche laufende Schichten eine sinnvolle Größe bleibt, erkennt man daraus, daß die Schichtamplituden der natürlichen Schichten hinter der Kathode bzw. hinter der Kreuzung zunächst einem räumlich exponentiellen Anstieg folgen, bis offenbar nichtlineare Effekte ein weiteres Anwachsen der Amplitude verhindern und gleichzeitig die anfängliche Sinusform der Schichtverläufe stark verzerren.

<sup>11)</sup> W. G. G. G., Z. techn. Physik, 8, 229 (1934).

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

74

Annalen der Physik. 7. Folge. Band 2. 1968

### 5. Anregung künstlicher laufender Schichten durch Impulse

Die beschriebenen stationären laufenden Schichten lassen sich mit wählbaren Schichtfrequenzen zunächst nur in der weiteren Umgebung der Resonanzfrequenz künstlich erzeugen. Mit abnehmender Frequenz werden die Schichtamplituden wegen der anwachsenden Dämpfung beständig kleiner.

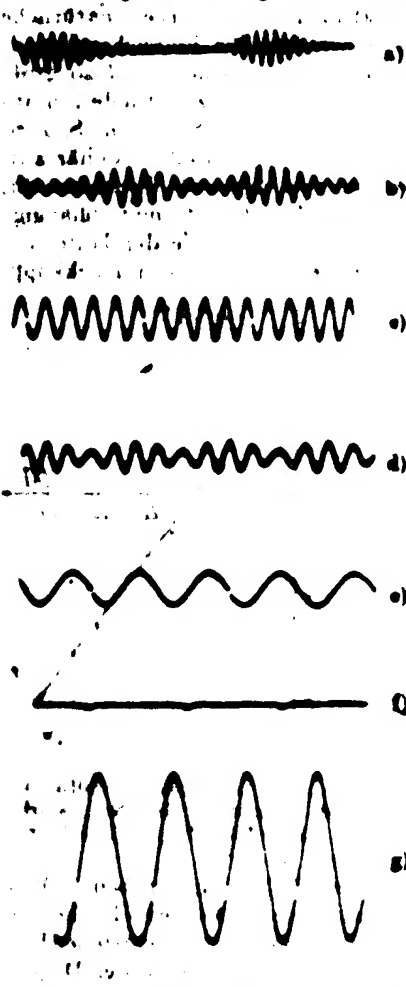


Abb. 6. Oszillogramme der Lichtintensität der positiven Säule bei Anregung mit Impulsen, beobachtet in etwa 60 cm Abstand von der Kathode. Die Lücken im Kurvenbild kennzeichnen die zeitliche Lage der Impulsschalter.  $I = 2,9 \text{ A}$ .

- |                             |                              |
|-----------------------------|------------------------------|
| a) $\nu_1 = 45 \text{ Hz}$  | e) $\nu_1 = 400 \text{ Hz}$  |
| b) $\nu_1 = 85 \text{ Hz}$  | f) $\nu_1 = 570 \text{ Hz}$  |
| c) $\nu_1 = 100 \text{ Hz}$ | g) $\nu_1 = 640 \text{ Hz}$  |
| d) $\nu_1 = 127 \text{ Hz}$ | h) $\nu_1 = 1070 \text{ Hz}$ |

Erreicht jedoch die Frequenz der äußeren Störung nur noch einen Bruchteil der Resonanzfrequenz, treten meist kompliziertere Schwingungserscheinungen auf. Über die hier vorliegenden Gesetzmäßigkeiten gewinnt man am leichtesten einen Überblick, wenn man die entsprechenden niederfrequenten Störungen in Form elektrischer Kurzzeitimpulse in die Säule einbringt.

Abb. 6 zeigt Oszillogramme der in einem Abstand von etwa 60 cm von der Kathode beobachteten Lichtintensität der positiven Säule der Hauptentladung  $E_{41}$  bei einer Entladungsstrom  $i_{41} = 2,2 \text{ A}$  ( $i_{41} = 2,05 \text{ A}$ ), wenn gleichzeitig eine Impulsentladung  $E_2$  betrieben wird, als deren Anode die Glühkathode der Hauptentladung dient. Die Impulsfrequenz  $\nu_1$  wird variiert.

Bei niedrigen Impulsfrequenzen  $\nu_1$  ( $\nu_1 < 60 \text{ Hz}$ ) beobachtet man auch hier die von Pekárek entdeckten Schichtwellen (Abb. 6a), deren Maxima von der Kathode zur Anode wandern. Die Einzelimpulse laufen in umgekehrter Richtung und weisen dabei annähernd die Frequenz  $\nu_2 = 850 \text{ Hz}$  auf, läuft der etwas unterhalb der Grenzstromstärke bei dieser Anordnung auch die natürlichen laufenden Schichten erscheinen. Wird  $\nu_1$  erhöht, wachsen die zu den einzelnen Einzelimpulsen gehörenden Schichtwellen zusammen (Abb. 6b). Bei weiterem Ansteigen von  $\nu_1$  werden die Maxima der Hin- und Herbewegungen der Schichtfrequenzen ausgeglichen, bis schließlich die Amplituden der Einzelschichten sämtlich gleiche Höhe zeigen (Abb. 6c). Dabei kommt nur noch auf jede 8. Schicht ein anregender Impuls. Die Quasischichten

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

## K. Wejnisch: Laufende Schichten in der Argon-Niederdruckentladung

75

wurden also hier durch die 4. Oberschwingung der Hdrung angeregt. Bei weiterer Frequenzerhöhung wird schließlich die 3., 2., 1. Harmonische und endlich die Grundfrequenz der Störung wirksam (Abb. 6e und 6g). Die Frequenz der Schichten bleibt dabei stets in Nähe der Resonanzfrequenz. Beim Übergang von der Anregung in der einen Harmonischen zur nächst niedrigsten treten Schichtungserscheinungen auf (Abb. 6d), bei denen einzelne Schichtamplituden stark geschwächt werden. Beim Übergang zur Anregung im Grundton macht schließlich ein Impuls die Störung des vorhergehenden fast völlig aus (Abb. 6d,  $\nu \approx 2/3 \nu_0$ ). In dem sich hieran anschließenden Frequenzschritt wird  $\nu$  allein bestimmend für die Schichtfrequenz. In Abhängigkeit von der Frequenz bei sonst gleicher Störung durchlaufen die Amplituden bei  $\nu_0$  ein Maximum und nehmen sodann wieder ab (Abb. 6h). Bei wesentlich höheren Frequenzen als  $\nu_0$  beachtet man nur noch schwache, oft kaum von der Strommodulation herrührende Zeichen einer Schichtbildung. Eine Anregung der Schichten durch Störungen, deren Frequenz ein Vielfaches von  $\nu_0$  beträgt, ist nicht möglich.

Ganz analoge Erscheinungen beobachtet man bei anderen Stromstößen  $A_0$  oberhalb der Güntrometrische. Eine Annäherung an die Grenzstromstärke bewirkt im wesentlichen nur eine Erhöhung der Schichtamplituden und eine Verbreiterung der Schichtungsweite. Bei einer Verkürzung der Dauer der anregenden Impulse oder bei einer Erniedrigung der Impulsspannung werden nur die Amplituden der Schichtschwingungen verkleinert, und zwar etwa proportional den genannten Größen.

## 4. Die Pekárekische Schichtungsweite

Ein über längere Zeit andauernde Untersuchung der Pekárekischen Schichtungsweite ist es vorzuziehen, eine andere Anregungsart zu wählen. Zur Hauptentladung  $E_0$  wird die Entladung  $E_1$  im Impulsbetrieb geschaltet, wobei beiden Entladungen die Kathode gemeinsam ist. Dabei wird die Krounungselektrode an der die Hauptentladung von der Störungsentladung absteigt, zu einer Quelle von Störungen schwingen (Schwingen für die anschließende positive Halbperiode hat die Schichtungsweite unabhängig in ihrem Abklingstadium studiert werden kann (Abb. 7). Nachteilig ist dabei nur, daß gleichzeitig mit der Schichtungsweite bei der Krounungselektrode eine zweite, sehr kleine Schichtungsweite an der Kathode startet, die mit ihren Verläufen die weitere Schichtungsweite erreicht und deren Form erkennen kann. Von dem ständlich hin- und hergehenden gestörten Gleichstrom zwischen Kathode und Krounungselektrode entstehen Schichtungsweiten erzeugt.

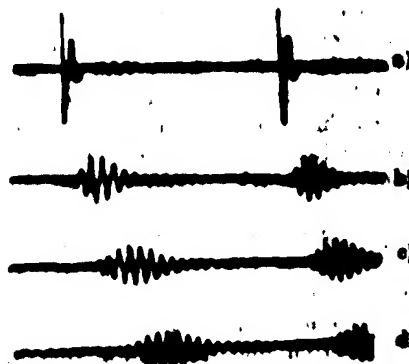


Abb. 7. Entwicklung der Schichtungsweite in verschiedenen Abständen  $\nu$  von der Stelle der Anregung (Krounung). Die Zeit verläuft von links nach rechts.

$i = 2.5 \text{ A, } U_0 = 10 \text{ kV}$

a)	$\nu = 0 \text{ cm}$
b)	$\nu = 22 \text{ cm}$
c)	$\nu = 35 \text{ cm}$
d)	$\nu = 54 \text{ cm}$

FOR OFFICIAL USE ONLY



FOR OFFICIAL USE ONLY

Ein näherer Untersuchung der hier beobachteten Schichtungsverhältnisse zeigt, daß sich deren Gesetzmäßigkeiten ebenfalls sehr gut im Rahmen der Theorie von Pohl (1967) beschreiben lassen. Auf Grund der in Abschnitt 4 beschriebenen Meßergebnisse kann man nun jedoch auch zu einem weitgehend begründeten Verständnis der Schichtungsverhältnisse gelangen. Unter dem Aspekt der Dispersions-theorie stellt eine solche Schichtungsverhältnisse ein Wellenpaket in einer Schicht dar, dessen Frequenzschwerpunkt bei  $\nu_0$  liegt.  $\nu_0$  tritt auch der das Wellenpaket erzeugenden  $\delta$ -Strahlung deutlich zum Ausdruck im Nachhinein, weil für  $\nu_0$  die Amplitude am größten ist, während die Amplitude mit von  $\nu_0$  abweichenden Frequenzen weniger stark abfällt. Im übrigen ist das Wellenpaket als ein mit der Zeit veränderliches Wellenpaket während des Ablaufs des Wellenpaketes tritt als eine stehende Verformung des Wellenpaketes auf. Das Wellenpaket breitet sich mit der Geschwindigkeit aus, die sich als Gruppengeschwindigkeit  $c_g$  aus der Schichtungsdispersion bei der Frequenz  $\nu_0$  ergibt. Die letztere Behauptung ist experimentell nachprüfbar.

2. Aus der Darstellung

$$c = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{1}{\epsilon_0} - \epsilon \right)$$

für die Schichtungsdispersion ergibt sich für die Gruppengeschwindigkeit

$$c_g = \frac{dc}{d\nu} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{d\epsilon}{d\nu} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{d\epsilon}{d\nu} \quad (19)$$

Das negative Vorzeichen bedeutet, daß sich das Wellenpaket im Gegensatz zur Einschiebung von der Kathode zur Anode ausbreitet, wie es für die Schichtungsdispersion der Fall ist. Wurden nämlich die Wellen für  $\nu_0 = 890$  Hz  $\epsilon = 2,8$  cm,  $\nu = 2,8 \cdot 10^9$  cm/sec eingesetzt, ergibt sich mit  $\nu = 890$  Hz  $c_g = -4,5 \cdot 10^9$  cm/sec.

Um Schichtungsverhältnisse unter den gleichen Entstehungsbedingungen zu erhalten, bei denen die obigen Dispersionsdaten gewonnen wurden, wurde die Bestimmung  $\epsilon_0 = \epsilon_0 = 2,8$  cm mit der Gleichstromspannung  $U_0 = 2,4$  A) gekoppelt und gleichzeitig durch eine Impulsanregung  $U_1$  gesteuert. Die Schichtungsverhältnisse wurden dann zwischen der Kathode und der Anode beobachtet. (Anschließend hinter der Anode) und die Schichtungsverhältnisse der Wellenpakete gemessen (in der Anode). Unter diesen Umständen ergibt sich experimentell als Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schichtungsverhältnisse  $c_g = -4,5 \cdot 10^9$  cm/sec und als Geschwindigkeit der Einschiebung  $c = 4,5 \cdot 10^9$  cm/sec. Der Wellenpaket treten dabei mit einer Frequenz von etwa  $\nu_0 = 890$  Hz auf, was einer Schichtlänge  $\lambda = 0,3$  cm entspricht.

Wie man sieht, besteht eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den Meßwerten und denen, die sich durch Rechnung aus der gemessenen Dispersion ergeben. Allerdings ist nicht ausgeschlossen, daß noch einige Details der Schichtungsverhältnisse zu klären sind.

Im vorliegenden Zusammenhang des Entstehungsmechanismus ist das über die Schichtungsverhältnisse, wobei daher noch die Schichtungsdispersion  $\epsilon$  und die Schichtungsdispersion  $T$ , der homogenen positiven Strahlung zugeordnet  $\epsilon = 0,1$  V/cm,  $T = 1400^\circ$  K. Beide Werte werden aus Schichtungsverhältnissen in einem einzigen Rohr erhalten, dessen Rohrdurchmesser und dessen Ausbreitung mit denen des Kreisstroms übereinstimmen.

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

## 2. Die Resonanzfrequenz

Der von Fekárek<sup>1)</sup> wurde im Rahmen seiner phänomenologischen Theorie der Schwingungsbewegung der Ausdrucks

$$(1) \quad \tau = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \quad (2)$$

abgeleitet, welcher die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  der Schwingungsbewegung und die Vibrationsgeschwindigkeit  $v$  des Resonanzschlages mit der Schwingungsbewegung  $\omega$  und der phänomenologischen Schwingungsbewegung  $\omega_0$  verknüpft.

Setzt man in die Gleichung  $\omega = \omega_0$  kann man diesen Ausdruck umformen in

$$(3) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2} \omega_0 \left( -\frac{2\omega_0}{\omega_0^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)$$

aus (3) und (2) eine Bestimmungsgleichung für die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  ergibt

$$(4) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2} \omega_0 \left( -\frac{2\omega_0}{\omega_0^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)$$

Der Ausdruck des Phänomenologischen Schwingungsbewegung  $\omega_0$  in einfachen und die phänomenologischen Schwingungsbewegung  $\omega_0$  in der positiven Phase. Der Phänomenologische Schwingungsbewegung  $\omega_0$  in der positiven Phase unter der Annahme, daß die Ausbreitung der Schwingungsbewegung über den Resonanzschlag durch die Resonanzfunktion dargestellt wird, den Ausdruck

$$(5) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2} \omega_0 \left( -\frac{2\omega_0}{\omega_0^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)$$

Der Ausdruck  $\frac{1}{\tau}$  ist die Vibrationsgeschwindigkeit und  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz der Schwingungsbewegung  $\omega_0$  in der positiven Phase. Nehmen wir nun an, daß die Ausbreitung der Schwingungsbewegung über den Resonanzschlag durch die Resonanzfunktion dargestellt wird, den Ausdruck

$$(6) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2} \omega_0 \left( -\frac{2\omega_0}{\omega_0^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)$$

Der Ausdruck  $\frac{1}{\tau}$  ist die Vibrationsgeschwindigkeit und  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz der Schwingungsbewegung  $\omega_0$  in der positiven Phase. Nehmen wir nun an, daß die Ausbreitung der Schwingungsbewegung über den Resonanzschlag durch die Resonanzfunktion dargestellt wird, den Ausdruck

$$(7) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2} \omega_0 \left( -\frac{2\omega_0}{\omega_0^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)$$

Der Ausdruck  $\frac{1}{\tau}$  ist die Vibrationsgeschwindigkeit und  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz der Schwingungsbewegung  $\omega_0$  in der positiven Phase. Nehmen wir nun an, daß die Ausbreitung der Schwingungsbewegung über den Resonanzschlag durch die Resonanzfunktion dargestellt wird, den Ausdruck

$$(8) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2} \omega_0 \left( -\frac{2\omega_0}{\omega_0^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)$$

FOR OFFICIAL USE ONLY



FOR OFFICIAL USE ONLY

berechnet wird, wo  $a(U - U_0)$  das von der Elektronenenergie  $U$  abhängige Ionisationsvermögen und  $U_0$  das Ionisationspotential ist (s. z. B.<sup>12)</sup>). Hiermit gewinnt (9) die Gestalt des von Pupp<sup>11)</sup> gefundenen Ähnlichkeitsgesetzes:

$$R_{\nu_0} = f(R_{p_0}). \quad (11)$$

Die so berechnete Abhängigkeit (11) ist im einzelnen in Abb. 8 für Helium, Neon und Argon jeweils als gestrichelte Kurve dargestellt, wobei die Atombeweglichkeiten<sup>13)</sup> der Arbeit von Biondi und Chanin<sup>14)</sup> und die Werte für  $a$  dem Werk<sup>15)</sup> entnommen wurden. Die ausgezogenen Kurven derselben Abbildung stellen die von Pupp<sup>11)</sup> gefundenen Meßwerte dar. Die

von Pupp angegebenen Frequenzen wurden zwar nicht durch Messungen oberhalb der Grenzstromstärke gewonnen, können aber doch hier angeführt werden, da die Schichtfrequenz in Nähe der Grenzstromstärke praktisch vom Strom unabhängig und gleich der Resonanzfrequenz ist.

Wie man sieht, stimmen die berechneten Werte trotz der stark vereinfachenden Annahmen gut mit den Meßwerten für Argon bei  $R_{p_0} < 1$  überein. Für die anderen Parameterbereiche der Argonentladung und für Neon und Helium liegt mindestens noch eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung vor.

Auf Grund dieser Übereinstimmung darf man erwarten, daß auch für die anderen  $R_{p_0}$ -Bereiche und für die anderen Edelgase die Schichtweite künstlicher Schichten etwa proportional mit der Frequenz ansteigt, und daß die Frequenz  $\nu_0$  einfach durch die Lebensdauer der positiven Ionen bestimmt ist. Dies kann unter Beach-

tung von (9) auch so formuliert werden: Die Schichtfrequenz beträgt – mindestens für relativ kleine Werte von  $R_{p_0}$  – im wesentlichen  $1/\tau$ , der Stoßfrequenz eines Elektrons für ionisierende Stöße.

<sup>12)</sup> W. L. Granowski, Der elektrische Strom im Gas. Berlin 1956.

<sup>13)</sup> Nach massenspektroskopischen Untersuchungen von Boyd und Morris<sup>14)</sup> darf man erwarten, daß in der Edelgasentladung bei dem vorliegenden Druck- und Stromstärkebereich nur ein vernachlässigbarer Prozentsatz von Molekulationen vorhanden ist und demnach als positive Ladungsträger nur Atomen fungieren.

<sup>14)</sup> R. L. F. Boyd, D. Morris, Proc. phys. Soc. (A) 64, 1 (1955); D. Morris Proc. Phys. Soc. (A) 64, 11 (1956).

<sup>15)</sup> M. A. Biondi, L. M. Chanin, Phys. Rev. 94, 910 (1954).

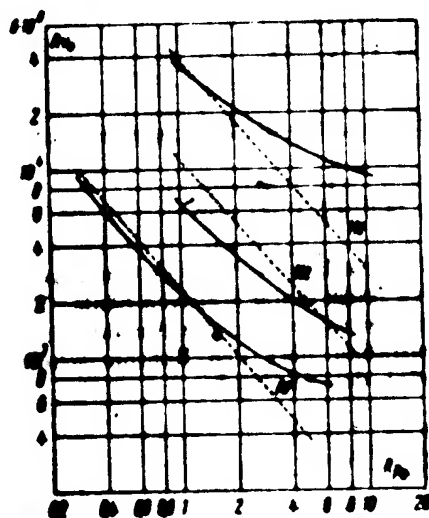


Abb. 8.  $R_{\nu_0}$  (in cm/sec) als Funktion von  $R_{p_0}$  für He, Ne und Ar.  $p_0$  ist der Gasdruck in Torr für  $4^\circ\text{C}$ . Die ausgezogenen Kurven sind der Arbeit<sup>11)</sup> von Pupp entnommen. Der eingekreiste Meßpunkt entspricht den Messungen am Kreuzrohr. Die gestrichelten Kurven wurden aus (8) errechnet.

## FOR OFFICIAL USE ONLY

K. Wojciech: Laufende Schichten in der Argon-Niederdruckentladung

79

Ob man die für die größeren  $R_p$ -Werte bestehenden Abweichungen von der berechneten Frequenz durch eine Berücksichtigung der Werte von  $\nu^*$  nach (6) erfassen kann oder ob auch die Ausgangsgleichungen modifiziert werden müssen, kann erst nach weiteren systematischen experimentellen Untersuchungen entschieden werden.

## 7. Ausblick

Die Tatsache, daß die hier beobachteten künstlich erzeugten laufenden Schichten sich durch exponentiell an- oder abklingende sinusförmige Wellen beschreiben lassen und die Wellenlänge sowie die Amplifikation unabhängig von der Größe der anregenden Störung ist, spricht dafür, daß die bei unseren Versuchen auftretenden Schichten als kleine Störungen der homogenen positiven Säule aufzufassen sind. Die beobachteten Erscheinungen, insbesondere die Dispersion und die Amplifikation, müssen sich also schon im Rahmen einer jeden linearen Theorie der Schichten ergeben, welche den Anspruch erhebt, die für die Schichtbildung maßgeblichen Prozesse erfaßt zu haben. Da zu jedem Entladungszustand im Grenzbereich sich experimentell zwei frequenzabhängige Funktionen ergeben, wird sogar eine quantitative Überprüfung der Theorie möglich, auch dann, wenn in diese mehrere offene Parameter eingehen. In diesem Fall darf man hoffen, durch Messungen an den Schichten schließlich auch Aussagen über die in der Entladung auftretenden Elementarprozesse zu gewinnen.

Die Versuchsergebnisse liefern gleichzeitig Hinweise darauf, mit welchen Ansätzen eine solche Theorie der Schichten arbeiten muß: Die sich aus einem linearisierten Gleichungssystem für die Störung der homogenen positiven Säule ergebende komplexe Dispersionsgleichung ist anzusehen als Bestimmungsgleichung für  $\kappa$  und  $d$ , während die Frequenz  $\omega$  zunächst als freie Variable aufzufassen ist. Beim Übergang zu den natürlichen Schichten stellt sich nicht eine Frequenz ein, die einer Nullstelle von  $d$  entspricht, sondern die Frequenz  $\nu_0$ , für die  $d$  ein Maximum annimmt. Die Bedingungsgleichung für maximales  $d$  nimmt dabei eine der Gl. (5) analoge Form mit  $\tau = \tau_0$  an. Natürliche Schichten treten dann auf, wenn  $d_0$  einen gewissen Wert überschreitet. Auf diese Weise wird eine Theorie der Schichten, die die Amplifikation in erster Näherung richtig als Funktion von Strom und Frequenz beschreibt, auch in der Lage sein, die Grenzstromstärke  $i_0$  zu bestimmen. Offensichtlich wird man bei Anwendung der Theorie auf andere Gasarten auch verstehen können, warum für die eine Gasart laufende, für die andere stehende Schichten auftreten. Für den letzteren Fall wird nämlich einfach die Amplifikation gerade für  $\omega = 0$  einen maximalen Wert annehmen (was noch experimentell geprüft werden muß), so daß unter diesem Aspekt die stehenden Schichten als ein Spezialfall der laufenden erscheinen. (Vgl. <sup>10)</sup>).

Eine so leistungsfähige Theorie der Schichten der positiven Säule ist bisher noch nicht entwickelt worden. In einer folgenden Publikation sollen einige weitergehende Vorarbeiten zu dem Aufbau einer derartigen Theorie dargestellt werden.

<sup>10)</sup> R. N. Khrzfeld, *KFTD* (J. exp. theoret. Physik) 22, 66 (1956).

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

89

*Annalen der Physik.* 7. Folge. Band 2. 1953

Herrn Prof. Dr. Rompe und Herrn Dr. Rademacher möchte ich an dieser Stelle meinen Dank für ihr förderndes Interesse an der Arbeit aussprechen. Ebenfalls bin ich Herrn Dr. Pekárek für fruchtbare Diskussionen zu Dank verpflichtet. Frau K. Rongnick danke ich für sorgfältige Durchführung der Messungen.

Berlin, Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Institut für Strahlungsquellen.

Bei der Redaktion eingegangen am 1. Februar 1953

Annalen der Physik  
Jahresabonnement (1953) 12 Hefen, 120 Seiten pro Band DM 24 — sonstg. Postgebühren

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

*Sonderdruck aus Annalen der Physik 7. Folge Bd. 3 Hef. 1-2 1959*  
**VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH IN LEIPZIG**  
 Printed in Germany

## **Vereinfachte Diffusionstheorie der laufenden Schichten**

Von **Karl Wojacek**

Mit 2 Abbildungen

### **Inhaltsverzeichnis**

Die laufenden Schichten in der positiven Säule der Edelgasentladungen werden als Elektronentemperaturwellen kleiner Amplitude aufgefaßt. Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Wellenzahl und der Amplifikation von der Frequenz erhält man aus einem Gleichungssystem, bestehend aus den beiden Trägerbilanzgleichungen, der Energiebilanz für die Elektronen und der Poisson-Gleichung, Beziehungen, welche die Beobachtungen an künstlich erzeugten laufenden Schichten in der Argon-Entladung qualitativ und zum Teil quantitativ gut wiedergeben, wenn die Wärmeleitung der Elektronen in Rechnung gestellt wird.

### **1. Einleitung**

Gleichfalls einer gewissen, vom Druck abhängigen Entladungstromstärke bleibt die positive Säule einer Edelgas-Niederdruck-Entladung frei von laufenden Schichten<sup>1)</sup>. In der Nähe dieser Stromstärke lassen sich in der positiven Säule durch geeignete niederfrequente Störungen an der Kathodenscheide der Entladung künstlich laufende Schichten wählbarer Frequenz hervorrufen<sup>2)</sup>. Ziel der vorliegenden Arbeit ist, den Mechanismus, der diesen Schichten zugrunde liegt, zu klären.

Die genannten künstlich erzeugten laufenden Schichten sind ihrer ganzen Erscheinung nach als kleine Störungen der homogenen positiven Säule aufzufassen. Ihre Gesetzmäßigkeiten sollten sich daher durch geeignete Linearisierungen der allgemeinen Gleichungen für die nichtstationäre positive Säule ableiten lassen. Wie jedoch eine nähere Durchsicht zeigt, sind die bisher aufgestellten Theorien der Schichten nicht in der Lage, die an den künstlich erzeugten laufenden Schichten beobachteten Erscheinungen wiederzugeben.

In der folgenden Tabelle sind die in Frage kommenden Arbeiten grob schematisch und keineswegs erschöpfend nach einigen wesentlichen Gesichtspunkten hin charakterisiert. Dabei sind auch die Arbeiten erfaßt, die nur stehende Schichten behandeln.

In den meisten Arbeiten wurde für die Bestimmung der Schwankungen der elektrischen Feldstärke die Poisson-Gleichung zugrunde gelegt. Druy-

<sup>1)</sup> W. Pupp, *Physik. Z. SM*, 344 (1932).

<sup>2)</sup> K. Wojacek, *Ann. Physik* 2, 69 (1952).

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

## FOR OFFICIAL USE ONLY

38

Annalen der Physik. 7. Folge. Band 3. 1959

Autoren	Grundgleichungen		Wellenansatz	
	Poisson-Gleichung	Energiebilanz	Frequenz	Amplifikation
Drayvesteyn <sup>1)</sup>				
Watanabe/Oleson <sup>2)</sup>				
Tschibipuli <sup>3)</sup>				
Robertson <sup>4)</sup>				
Prudkowskaja/Schirokow <sup>5)</sup>	+			
Prudkowskaja <sup>6)</sup>	+	+		
vorliegende Arbeit				

vesteyn<sup>1)</sup> und Robertson<sup>4)</sup> benutzten statt dessen die — wenn auch abgewandelte — Strombilanzgleichung. Dies ist aber nicht zulässig, da die Strombilanzgleichung nicht unabhängig von den beiden Trägerbilanzgleichungen ist, die von allen Autoren benutzt wurden.

Bei Hinzunahme der Energiebilanz der Elektronen zu den Grundgleichungen können auch die Schwankungen der Elektronentemperatur erfüllt werden. Das Experiment zeigt, daß im allgemeinen die Elektronentemperatur über eine Schicht in der Entladung erheblich variiert<sup>7) 8) 11)</sup>. Theorien, die dies vernachlässigen, werden daher nicht in der Lage sein, die Schichtbildung richtig zu beschreiben, zumal ja die Elektronentemperatur im Haushalt des Entladungsplasmas eine fundamentale Rolle spielt.

Bei einem Wellenansatz der Form  $\exp\{i(kz - \omega t)\}$  für die Abweichungen der Säulenparameter von ihrem stationären Wert sind zunächst komplexe Werte sowohl für  $k$  als auch für  $\omega$  zuzulassen, was zeitlich und räumlich an- oder abklingenden Wellen entspricht. Für die entsprechenden 4 reellen Schichtparameter erhält man aber nur eine komplexe Gleichung, d. h. 2 reelle Bedingungengleichungen. Man hilft sich so weiter, daß man dem Wellenansatz von vornherein eine den Beobachtungen entsprechende Gestalt gibt. So setzt man für stehende Schichten einfach  $\omega = 0$  und rechnet allenfalls mit komplexem  $k$ , läßt also noch ein räumliches Abklingen der Schichten zu<sup>9)</sup>. Für durchlaufende Schichten dagegen rechnet man mit reellen Werten von  $k$  und  $\omega$ <sup>10)</sup>, d. h. man sieht nur Wellenvorgänge mit verschwindender Amplituden in Betracht. Bei der Beurteilung gewisser Amplifikationserscheinungen an der Kathode<sup>12)</sup> begnügt man sich mit dem Hinweis auf ein instationäres noch nicht voll ausgebildetes Plasma<sup>8)</sup>.

Der obige Vorbehalt ist für stehende Schichten zwar zu rechtfertigen; man kann dann offenbar nicht mehr auf Grund der Dispersiongleichung die Folge beantwortet werden, warum ruhende und nicht wandernde Schichten

- <sup>1)</sup> M. J. Drayvesteyn, *Physica* 1, 273 (1934).
- <sup>2)</sup> S. Watanabe u. N. L. Oleson, *Phys. Rev.* 99, 1291 (1955).
- <sup>3)</sup> J. M. Tschibipuli, *IZV OGP (Ber. Akad. Wiss. UdSSR)* 107, 589 (1956); (Deutsch: *Physik. Abhandl.* 50 10, 571 (1959)).
- <sup>4)</sup> H. S. Robertson, *Phys. Rev.* 105, 209 (1957).
- <sup>5)</sup> O. W. Prudkowskaja u. M. F. Schirokow, *IZV OGP (Ber. Akad. Wiss. UdSSR)* 112, 1008 (1957).
- <sup>6)</sup> O. W. Prudkowskaja, *IZV OGP (Ber. Akad. Wiss. UdSSR)* 117, 891 (1957).
- <sup>7)</sup> W. Papp, *Physik. Z.* 33, 31 (1955).
- <sup>8)</sup> Stewart, *J. appl. Phys.* 37, 311 (1966).
- <sup>9)</sup> N. L. Oleson u. A. W. Cooper, *Phys. Rev.* 102, 1411 (1957).
- <sup>10)</sup> T. Donahue u. G. E. Dieke, *Phys. Rev.* 83, 248 (1951).

## FOR OFFICIAL USE ONLY

K. Wejnarski: Vereinfachte Diffusionstheorie der laufenden Schichten

20

entstehen. Im Falle der laufenden Schichten steht jedoch eine solche Behandlungswiese direkt mit den in der Arbeit<sup>2)</sup> beschriebenen Versuchsergebnissen im Widerspruch, nach denen die natürliche Schichtfrequenz nicht durch die Nullstelle der Amplifikation, sondern durch die Lage des Amplifikationsmaximums bestimmt ist. Dementsprechend muß ein solcher Ansatz zu falschen Resultaten führen.

Hier setzt nun die vorliegende Diffusionstheorie der Schichten neu an. Im Gegensatz zu den bisherigen Fassungen der Theorie wird sie in einer den künstlich erzeugten laufenden Schichten angepaßten Form aufgestellt, indem entsprechend den experimentellen Bedingungen die Schichtfrequenz als realer, vorschaltbarer Parameter aufgefaßt wird, als Funktion dessen sich die Schichtweite und die Amplifikation ergeben.

Eine weitere wesentliche Neuerung im Vergleich zu den bisherigen Theorien der Schichten liegt in der zusätzlichen Berücksichtigung der Wärmeleitung der Elektronen, ohne welche auch der vervollständigte Wellenanatz nicht weiter hilft.

## 2. Das Modell

Zunächst sei das Modell beschrieben, an dem man sich bei der Aufstellung der Grundgleichungen und bei deren Vereinfachung orientieren kann.

Den laufenden Schichten liegen im wesentlichen Elektronentemperaturwellen zugrunde. Der örtlich variierenden Elektronentemperatur entspricht eine örtliche variierende Trägererzeugungsrate. Wegen der hohen Beweglichkeit der Elektronen sind die Konzentrationschwankungen der Elektronen relativ klein, so daß sich an den Stellen hoher Elektronentemperatur eine positive, an den Stellen der Elektronentemperaturmaxima eine negative, durch Ionenmangel bedingte Raumladung herausbildet. Die so erzeugten Raumladungen sind mit einer Potentialwelle verknüpft, durch welche den Elektronen, die sie durchlaufen, eine periodisch variierende Energie zugeführt wird. Die Elektronen setzen diese im Feld aufgenommene örtlich variierende Energie sehr rasch durch Wechselwirkung mit den Plasmapartnern in thermische Energie um und sorgen damit für die Aufrechterhaltung der Elektronentemperaturwellen.

Soweit kann dieses Modell auch die Verhältnisse bei stehenden Schichten verdeutlichen. Das Auftreten wandernder Elektronentemperaturwellen ist offensichtlich eng verknüpft damit, daß die Amplifikation bei einer endlichen Frequenz, der natürlichen Schichtfrequenz, ein Maximum annimmt. Dieses Maximum hängt unter Zuhilfenahme der experimentellen Erfahrung, daß sich die Schichtweite mit wachsender Frequenz vergrößert, als Ausprägung der Wirkung gegenläufiger Effekte vorstehend. Da die Ionen wegen ihrer geringen Wanderungsgeschwindigkeit der Temperaturwellen als praktisch ruhend anzusehen sind, muß die Schichtfrequenz mit einem entsprechenden Auf- und Abbau der positiven Raumladung, also mit Ionen-Erzeugungs- und -Verstärkungsprozessen derselben Frequenz verknüpft sein. Da die Lebensdauer der Ionen aber endlich ist, durch die Stoßströme des Entladungsvorganges der Ionen Wert hat, wird die Ionenkonzentration örtlich um so weniger zu schwanken vermögen, je größer die Frequenz ist. Dies entspricht einer größeren Dämpfung der Potentialwelle und damit der Schichtamplituden bei höheren Frequenzen. Für niedrige Frequenzen sind die Schichtweiten höher, und

FOR OFFICIAL USE ONLY



FOR OFFICIAL USE ONLY

68

Angebot der Physik 7. Phys. Band 2. 1948.

die Wärmestromung der Elektronen, welche die örtlichen Elektronen-  
temperaturunterschiede auszugleichen sucht, kommt entscheidend ins Spiel und  
steht für eine effiziente Dämpfung der Elektronenstromverluste und damit  
für die Stabilitätsgleichungen.

weil die Durchbrechung dieses Modells werden des Überstrahlens halber  
nur die Faktoren fortgelassen, die nicht unmittelbar ein Ständiges  
bewirken das Ausgitterstromvermögen beteiligt sind. Auf Grund der damit  
gegebenen "Verhältnisse" darf von den Ergebnissen dieser Theorie nur  
verhältnißmäßig kleine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment  
erwartet werden. Der Einfluß der vernachlässigten Größen auf die Stabilitäts-  
gleichung soll in einer folgenden Arbeit behandelt werden.

2. Die Grundgleichungen

Wir wählen als positive  $x$ -Achse die von der Anode zur Kathode gerichtete  
Achse des Röhrenstrahles. Wellen der Form

$$A e^{i(kx - \omega t)} = A e^{-i(kx + \omega t)} \quad (1)$$

schreiten dann bei positiver Frequenz in  $x$ -Richtung voran, wenn  $\omega > 0$   
ist. Wir wählen dabei von der Kathode zur Anode hin an, d. h. die Richtung  
in  $x$ -Richtung ist, wenn  $k > 0$  ist. Hier kommen nur solche Wellenvorgänge  
in Betracht, für die

$$|k| \leq |k_0| \quad (2)$$

gilt, weil die Wellenlänge von der in der Röhre verlaufenden Strahlweite an. Wir  
nehmen an, daß die Wellenlänge nicht größer ist als die Röhrenlänge, in der die röhren-  
förmige Struktur der Elektronenstrahlleitung ausgebildet ist. Diese Überlegung  
ist bei der Ableitung der Gleichungen (3) bis (6) zu berücksichtigen. Die  
Wellenlänge der Elektronenbewegung in der Röhre ist zu berücksichtigen. Die  
Wellenlänge der Elektronenbewegung ist zu berücksichtigen. Die  
Wellenlänge der Elektronenbewegung ist zu berücksichtigen. Die

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 v \right) = 0 \quad (12)$$

FOR OFFICIAL USE ONLY



für den Diffusionskoeffizienten  $D$ , der Elektronen Gebrauch gemacht. Bei genauerer Rechnung ist (7) noch durch ein Glied zu ergänzen, welches die Thermodiffusion berücksichtigt<sup>6)</sup>.

Entsprechend ist in (4) die Ionentrift angesetzt in der Form

$$u_i = b_i \left( E - \frac{U_i}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} \right) \quad (9)$$

wo  $b_i, U_i = b_i k T_p / e$  den Diffusionskoeffizienten für die Ionen darstellt.

In (3) und (4) bedeutet  $z$  die Anzahl der Trägerpaare, die ein Elektron in der Zeiteinheit durch Stoß neu erzeugt. Das Glied  $n \tau$  berücksichtigt die Trägerverluste durch Wandrekombination.  $\tau$  ist dabei die mittlere Lebensdauer der Elektronen und Ionen. Sie läßt sich unter der Voraussetzung, daß die Ladungsträger durch ambipolare Diffusion zur Wand gelangen und dort rekombinieren, aus

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\lambda^2}{R^2} b_i \quad (10)$$

errechnen, wobei  $\lambda$  die erste Nullstelle der Bessel Funktion nullter Ordnung und  $R$  der Rohrradius sind.

Im Unterschied zu den Ansätzen Tschuprniks<sup>5)</sup> sind dabei auf Grund der Erörterungen von Prudkowskaja und Schirokow<sup>7)</sup> die Trägerverluste proportional der ungestörten Trägerkonzentration  $n$  angesetzt. Die Endergebnisse ändern sich nicht, wenn man in der Elektronenbilanz (3) statt dessen eine Proportionalität des Trägerverlustgliedes mit  $n_i$  annimmt. Für die Ionenbilanz erweist sich aber der angegebene Ansatz als wesentlich. In ihm kommt die Annahme zum Ausdruck, daß bei der geschichteten positiven Säule die Verhältnisse an der Rohrwand die gleichen sind wie bei der homogenen positiven Säule.

In der Energiebilanz (6) stellt das Glied  $-n_i b_i \left( E - \frac{U_i}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} \right) E$  die in der Zeiteinheit von den Elektronen aus dem Feld aufgenommene Energie dar,  $e n_i H(U_i)$  ist der Energieverlust, den das Elektronengas in der Zeit- und Volumeneinheit durch elastische und inelastische Stöße sowie durch Wandstöße erleidet. Der letzte Term in (6) erfaßt den Energietransport durch Wärmeleitung der Elektronen. Im einfachsten Fall ist die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen in ähnlicher Weise wie die elektrische Leitfähigkeit durch die Atomstöße des Elektrons bestimmt. Unter dieser Voraussetzung erhält man nach einigen Umformungen von Ausdrücken, die von Schirmer<sup>14)</sup> angegeben worden sind,

$$q = 2 \delta b_i U_i \quad (11)$$

$\delta$  ist dabei ein Zahlenkoeffizient, dessen Werte in Abhängigkeit vom Verlauf des Transportquerschnitts ebenfalls in der Arbeit<sup>14)</sup> zu finden sind. Für Argon ist der Transportquerschnitt in dem hier in Frage kommenden Geschwindigkeitsbereich annähernd proportional dem Quadrat der Elektronengeschwindigkeit, so daß mit  $\delta \approx 1/2$  zu rechnen ist. Da es möglicherweise noch andere Prozesse gibt, welche für einen raschen Ausgleich örtlicher Elektronentemperaturdifferenzen Sorge tragen, werden wir  $\delta$  als offenen Parameter auffassen und den Ausdruck (11) als seinen Minimalwert ansehen.

<sup>14)</sup> H. Schirmer, Z. Physik 142, 116 (1955).

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

In einer verbesserten Theorie sollte in (6) noch ein Glied berücksichtigt werden, welches die Mitführung der thermischen Energie durch den gerichteten Elektronenstrom erfaßt. Die Vernachlässigung der Wärmekonvektion der Elektronen gehört zu den durchgreifendsten Vereinfachungen der vorliegenden Theorie.

#### 4. Die Linearisierung

Zur Linearisierung des Gleichungssystems (3)–(6) setzen wir an:

$$\begin{aligned} n &= n_0 (1 + v_e \exp \{i k x - i \omega t\}), \quad E = E_0 (1 + \eta \exp \{i k x - i \omega t\}), \\ n_p &= n_0 (1 + v_p \exp \{i k x - i \omega t\}), \quad U_p = U_{p0} (1 + r \exp \{i k x - i \omega t\}). \end{aligned} \quad (12)$$

Die relativen Störamplituden  $v_e$ ,  $v_p$  und  $r$  werden als klein gegenüber 1 angenommen, so daß man sich auf die linearen Glieder in diesen Größen beschränken kann. In dem Ansatz ist schon berücksichtigt, daß im ungestörten Fall Quasineutralität herrscht.

Im Rahmen dieser vereinfachten Theorie soll angenommen werden, daß die Trägerneubildung durch Stöße der Elektronen mit Atomen im Grundzustand erfolgt. Dann ist  $z$  von  $n_e$  unabhängig und kann wie in <sup>5)</sup> approximiert werden durch

$$z(U_p) = A \left[ \frac{U_p}{U_{p0}} \exp \left\{ - \frac{U_p}{U_{p0}} \right\} \right]. \quad (13)$$

Hiermit wird

$$\frac{dz(U_p)}{dU_p} = \frac{U_p}{U_{p0}} z = \frac{U_p}{U_{p0}} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{U_p}{U_{p0}} \right). \quad (14)$$

Da im ungestörten Fall

$$z = 1 \quad (15)$$

gilt und außerdem  $z$  unabhängig von den Schwankungen der Elektronentemperatur ist, wird in (3) und (4) unter Beachtung von (14)

$$\frac{n}{\tau} = z n_e = \left( v_e + \frac{U_p}{U_{p0}} v \right) \frac{n_0}{\tau} \exp \{i k x - i \omega t\}. \quad (16)$$

Analog geht die Ableitung  $H'(U_p)$  in die linearisierte Gl. (6) ein.  $H'(U_p)$  läßt sich nach der gleichen Methode wie der Potentialgradient der homogenen positiven Säule aus den Elementarprozessen berechnen. Wie jedoch eine umfassendere Abschätzung zeigt, ist der Einfluß dieser Größe nicht sehr erheblich, und wir setzen daher im folgenden vereinfachend  $H'(U_p) = 0$ . Damit erhalten wir zur Einsetzung in (6)

$$b_e K^2 + \tau H(U_p) = 2 b_e E_0^2 \eta \exp \{i k x - i \omega t\}. \quad (17)$$

Mit dem Ansatz (12) gewinnen wir schließlich aus (3)–(6) mit Benutzung von (16) und (17) unter Beschränkung auf nur lineare Glieder in  $v_e$ ,  $v_p$ ,  $\eta$  und  $r$  nach leichten Umformungen das folgende Gleichungssystem.

$$\begin{aligned} \left( -i \frac{\omega}{b_e} - \frac{1}{\tau b_e} - i k K_0 + k^2 U_{p0} \right) v_e - i k E_0 \eta + \frac{U_{p0}^2}{U_{p0}^2 \tau b_e} r &= 0, \\ \frac{1}{b_p} v_p - \left( -i \frac{\omega}{b_p} - i k K_0 + k^2 U_{p0} \right) v_p - i k E_0 \eta + \frac{U_{p0}^2}{U_{p0}^2 \tau b_p} r &= 0, \\ i k E_0 \eta + 4 \pi e n v_e + 4 \pi e n v_p &= 0, \\ \left( \frac{U_{p0}^2}{2} k^2 + \frac{3}{4} \frac{\omega}{b_e} \frac{U_{p0}^2}{K_0} \right) v_e - i k E_0 \eta - \left( \frac{3}{4} \frac{\omega}{b_e} \frac{U_{p0}^2}{K_0} + \frac{9}{2} \frac{U_{p0}^2}{b_e} + k^2 \right) r &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

## FOR OFFICIAL USE ONLY

K. Wopmesch: Vereinfachte Diffusionstheorie der laufenden Schichten

43

Wir lassen den Index 0 für den ungestörten Zustand fort und setzen zur Abkürzung

$$W = \frac{q l}{2 b_0 R} \quad (19)$$

wobei nach (11) im einfachsten Fall

$$W = \delta U_0^2 / E \quad (20)$$

gilt. Vernachlässigen wir noch wegen ihrer relativen Kleinheit die anderen Glieder, die  $b_0$  im Nenner enthalten, und eliminieren wir  $\eta$  mit Hilfe der 3. Gleichung von (18), so erhalten wir schließlich unter Benutzung von (10) das lineare Gleichungssystem.

$$(i k E + k^2 U_0 + 4 \pi e n) v_0 + 4 \pi e n v_1 = 0, \quad (21)$$

$$\left( \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 + 4 \pi e n \right) v_0 + \left( i \frac{\omega}{b_0} - i k E - k^2 U_0 + 4 \pi e n \right) v_1 + U_0^2 \frac{\lambda^2}{R^2} v_2 = 0, \quad (22)$$

$$\left( \frac{k^2}{2} U_0^2 + 4 \pi e n \right) v_1 + 4 \pi e n v_2 + i W k^2 v_2 = 0. \quad (23)$$

## 5. Die Dispersion

Damit das lineare homogene Gleichungssystem (21)–(23) eine nicht-triviale Lösung in  $v_0$ ,  $v_1$  und  $v_2$  besitzt, muß die Koeffizientendeterminante verschwinden. Hieraus ergibt sich nach leichter Umformung die Bedingungsgleichung:

$$\begin{vmatrix} -i k E + k^2 U_0 & 1 & 0 \\ -4 \pi e n & \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 + 4 \pi e n & i \frac{\omega}{b_0} - i k E - k^2 U_0 + 4 \pi e n \\ k^2 U_0^2 + 4 \pi e n & 4 \pi e n & i W k^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (24)$$

Da bei den normalen Schichten

$$|e| = \left( i \frac{\omega}{b_0} - i k E - k^2 U_0 \right) 4 \pi e n \ll 1 \quad (25)$$

gilt, können wir  $e$  in (24) vernachlässigen (vgl. 2)). Desgleichen kann wegen  $k^2 U_0 / R^2 \gg |k^2| U_0$  das Glied  $-U_0^2 k^2$  unberücksichtigt bleiben. Entwickelt man nach diesen Vereinfachungen die Determinante und ordnet man nach Potenzen von  $k$ , erhält man nach Division durch  $k$  die komplexe Dispersionsgleichung in der Gestalt

$$i W U_0 k^2 + \left( -i W \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 + W \frac{\omega}{b_0} \right) k^2 - \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 U_0^2 k + i E \frac{\lambda^2}{R^2} U_0^2 = 0. \quad (26)$$

Setzt man hierin  $b = \kappa + i d$  und vernachlässigt man wegen  $|d| \ll |\kappa|$  alle höheren als ersten Potenzen von  $d$ , gewinnt man durch Zerlegung in Real- und Imaginärteil die beiden Gleichungen

$$d \left( -4 W U_0 \kappa^2 - 2 W \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 \kappa \right) + W \frac{\omega}{b_0} \kappa^2 - \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 U_0^2 \kappa = 0, \quad (27)$$

$$d \left( 2 W \frac{\omega}{b_0} \kappa - \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 U_0^2 \right) + W U_0 \kappa^2 - W \frac{\lambda^2}{R^2} U_0 \kappa^2 + \frac{\lambda^2}{R^2} E U_0^2 = 0, \quad (28)$$

aus denen  $d$  und  $\kappa$  als Funktionen von  $\omega$  bestimmt werden können.

FOR OFFICIAL USE ONLY

## FOR OFFICIAL USE ONLY

44

Annalen der Physik. 7. Folge. Band 3. 1950

Um zu expliziten Ausdrücken für  $x(\omega)$  und  $d(\omega)$  zu gelangen, vernachlässigen wir im Vertrauen auf  $|d| \ll x$  vorbehaltlich einer späteren Nachprüfung das erste Glied in (27) und erhalten

$$x = \frac{1}{2} \frac{R^2}{R^2} b_0 \frac{U_0 U_1^2}{\omega W} \quad (29)$$

Demnach ist bei festgehaltenem Entladungszustand die Schichtweite  $x$   $2\pi/\omega$  proportional der Frequenz  $\nu = \omega/2\pi$ .

Die Gl. (28) benutzen wir als Bestimmungsgleichung für die Amplifikation und finden unter partieller Verwendung von (29) den Ausdruck

$$d = \frac{W U_0 x^2 - \frac{R^2}{R^2} W U_0 x^2 - \frac{R^2}{R^2} E U_1^2}{\frac{1}{2} \frac{R^2}{R^2} U_0 U_1^2} \quad (30)$$

Man sieht unter Beachtung von (29) leicht ein, daß  $d$  sowohl für kleine als auch für große  $\omega$  negativ wird und im mittleren Frequenzbereich ein Maximum annimmt. Das Maximum der Amplifikation, d.h. die Resonanzlage, ist durch die Bedingungsgleichung

$$\left( -4 W U_0 x_0^2 + 2 W \frac{R^2}{R^2} U_0 x_0 \right) \frac{dx}{d\omega} = 0 \quad (31)$$

bestimmt. Diese Gleichung rechtfertigt wegen  $\frac{dx}{d\omega} \neq 0$  die eingangs erwähnte Vernachlässigung des 1. Gliedes in (27) in der Nähe der Resonanz auch für größere Werte der Amplifikation. Weiter erhalten wir aus (31)

$$x_0^2 = \frac{1}{2} \frac{R^2}{R^2} \quad (32)$$

Somit gewinnt man für die Schichtweite, die zur maximalen Amplifikation gehört, den Ausdruck:

$$x_0 = \frac{2\pi}{\lambda} R = 3,71 \cdot R \quad (33)$$

Mit (32) bestimmt sich aus (30) der Maximalwert von  $d$  bei festgehaltenem Entladungszustand zu

$$d_0 = \frac{W U_0 \frac{R^2}{R^2} - 4 E U_1^2}{2 U_0 U_1^2} \quad (34)$$

Halten wir weiterhin  $R$  und  $p$  fest, so ist  $d_0$  noch eine Funktion der Stromstärke  $i$ . Die Grenzstromstärke für die Existenz laufender Schichten ist für sehr lange Rohre annähernd durch die Nullstelle von  $d_0$  bestimmt. Demnach ist die Grenzstromstärke  $i_0$  durch die Bedingungsgleichung für  $W$

$$W_0 = W(i_0) = \frac{4 E R^2}{U_0 U_1^2} \quad (35)$$

festgelegt, wenn  $W$ ,  $E$  und  $U_0$  als Funktionen von  $R$ ,  $p$  und  $i$  bekannt sind. In der vorliegenden Theorie wird  $W$  als offener Parameter aufgefaßt, so daß eine nähere quantitative Bestimmung von  $i_0$  hier nicht möglich ist. Jedoch gestattet nun (35), die Resonanzfrequenz in der Nähe der Grenzstromstärke

FOR OFFICIAL USE ONLY

# FOR OFFICIAL USE ONLY

A. Wojacek: Vereinfachte Diffusionstheorie der laufenden Schichten

45

zu bestimmen. Dazu setzt man den Ausdruck (32) für die Schichtweite im Resonanzfall in die Dispersionsgleichung (29) ein und erhält die Beziehung

$$W = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2 b_p U_p U_p^*}{R^2 \omega_p \kappa_0} = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2 b_p U_p U_p^*}{R^2 \omega_p} \quad (36)$$

die auch für die Grenzstromstärke gültig ist. Die Gleichsetzung von (35) und (36) liefert:

$$\omega_p = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{\lambda^2 b_p U_p}{R^2 E} \quad (37)$$

Dieser Ausdruck läßt sich mit  $b_p = b_p/p_0$  auch in der Form des Puppischen Ähnlichkeitsgesetzes für die Schichtfrequenz<sup>15)</sup> aufschreiben

$$R \nu_0 = \frac{\lambda^2 b_p U_p}{8\pi\sqrt{2} (R p_0)^2 (E p_0)} \quad (38)$$

Hiernach ist es möglich, die Schichtfrequenz  $\nu_0$  im Resonanzfall allein aus den inneren Entladungsparametern  $U_p$  und  $E$  sowie aus der Ionenbeweglichkeit  $b_p$  und dem Rohrradius  $R$  zu berechnen.

## 6. Vergleich mit dem Experiment

Auch ohne Einsetzung spezieller Zahlenwerte in die Formeln des vorhergehenden Abschnitts erkennt man die qualitative Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Theorie und denen des Experiments in folgenden Punkten:

a) Nach (29) ist  $\kappa > 0$  und daher auch  $\kappa/\omega > 0$ . Die Schichten wandern also von der Anode zur Kathode.

b) Nach der gleichen Formel ist die Schichtweite bei sonst festgehaltenem Entladungszustand der Schichtfrequenz proportional.

c) Die Amplifikation nimmt als Funktion der Schichtfrequenz ein Maximum an.

d) Für den Resonanzfall beträgt nach der Theorie die Schichtweite  $d_0 = 3,71 \cdot R$ , während sich experimentell bei der Grenzstromstärke für  $d_0/R$  ein Wert zwischen 3 und 6 ergibt<sup>16)</sup>.

e) Zwischen Schichtfrequenz, Druck und Rohrradius besteht ein Ähnlichkeitsgesetz der Form  $R \nu_0 = F(R p_0)$ , wobei  $R \nu_0$  mit wachsendem Wert von  $R p_0$  abnimmt.

Für die genauere quantitative Überprüfung der Theorie ziehen wir die am Macosrohr gewonnenen Messergebnisse<sup>2)</sup> heran und wählen entsprechend der Festlegung von  $W$  durch  $d_0 = 0$  den Entladungszustand aus, für den das Maximum der Amplifikation in etwa verschwindet. Die Entladungsparameter dafür sind: Argon,  $p_0 = 1$  Torr,  $R = 1,57$  cm,  $i = 2,1$  A,  $E = 0,31$  V/cm,  $T_0 = 14,500^\circ$  K. Weiterhin benutzen wir den Wert  $b_m = 1,22 \cdot 10^6$  cm<sup>2</sup>/Vase für die Beweglichkeit der positiven Argon-Ionen unter Normalbedingungen<sup>17)</sup> und ferner

$$U_p^* = U_p + U_p/2 = 16,5 \text{ V.}$$

Aus (35) erhalten wir zunächst für  $W_0$  den Wert

$$W_0 = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ ESE.} \quad (39)$$

<sup>15)</sup> W. Pupp, Z. techn. Physik 15, 267 (1934).

<sup>16)</sup> M. A. Blondi u. L. M. Chanin, Physic. Rev. 94, 910 (1954).

# FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

Mit diesen und den obigen Zahlenwerten lassen sich aus (29) die Schichtweite und aus (30) die Amplifikation als Funktionen der Frequenz errechnen. Der Verlauf dieser Funktionen ist in den Abb. 1 und 2 zusammen mit den experimentellen Werten aus <sup>2)</sup> dargestellt.

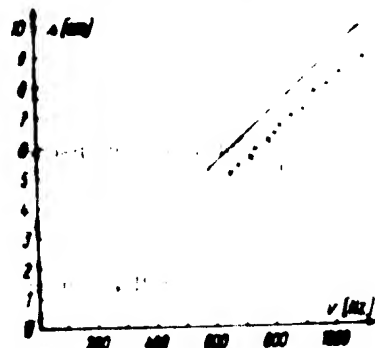


Abb. 1. Schichtweite  $s$  als Funktion der Frequenz  $\nu$ . Entladungssparameter: Argon,  $p_0 = 1$  Torr,  $R = 1,57$  cm,  $i = 8$  A.  $\times$  Meßwerte aus <sup>2)</sup>, — berechnet aus (29).

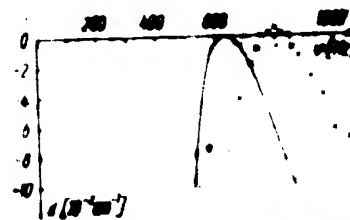


Abb. 2. Amplifikation  $d$  als Funktion der Frequenz  $\nu$ . Entladungssparameter: Argon,  $p_0 = 1$  Torr,  $R = 1,57$  cm,  $i = 2,1$  A.  $\times$  Meßwerte aus <sup>2)</sup>, — berechnet aus (30).

Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Schichtparametern ist quantitativ durchaus befriedigend, wenn man an die Vielzahl der zur Herleitung verwendeten Vereinfachungen denkt. Die theoretische Schichtweite für den Resonanzfall  $s = 6,8$  cm stimmt sogar bis auf weniger als 10% mit dem gemessenen Wert von 6,3 cm überein. Die berechnete Kurve der Amplifikation, eine Parabel 4. Ordnung, ist dem gemessenen Verlauf sehr ähnlich, nur ist sie als Ganzes gegenüber der Meßkurve zu kleineren Frequenzen hin verschoben. Die theoretische Resonanzfrequenz, nach (30)  $\nu_0 = 630$  Hz, ist um 20% kleiner als der Meßwert, der 790 Hz beträgt.

Für eingehendere Überprüfung des Ausdrucks (30) sind allerdings noch weitere Messungen bei verschiedenen Drucken notwendig. Diebenbürgische Untersuchungen sind im Gange.

Wir prüfen noch, ob die aus der vorgelegten Theorie errechenbaren (höhen die experimentell beobachtete Stromabhängigkeit zeigen. Nach (36) ist die Schichtweite im Resonanzfall unabhängig von der Stromstärke. Dies entspricht tatsächlich oberhalb der Grenzstromstärke den Beobachtungen<sup>2)</sup>. Unterhalb der Grenzstromstärke ist dies nicht mehr richtig<sup>24)</sup>.

Schwieriger ist die Stromabhängigkeit der Amplifikation zu übersehen. Die Stromstärke  $i$  tritt in (34) nicht explizit auf, wohl aber hängen die in  $d$ , eingehenden Größen  $E$  und  $W$  von  $i$  ab, während  $U$ , als Konstante angesehen werden kann. Der mittlere Längsgradient  $E$  steigt mit sinkendem Strom oder bleibt vor oder hinter der Grenzstromstärke annähernd konstant. Die Stromabhängigkeit von  $W$  ist zunächst unbekannt. Wir vergleichen den sich im diskutierten Spezialfall nach (39) ergebenden Wert  $W_0 = 2,3 \cdot 10^{-2}$  ESE mit dem hypothetischen Minimalwert (20):  $W = \delta U^2/E = 0,84 \cdot 10^{-2}$  ESE. Beide Werte unterscheiden sich um den Faktor 2,7. Naheliegender ist, den sich

FOR OFFICIAL USE ONLY

## FOR OFFICIAL USE ONLY

K. Wojaczek: Vereinfachte Diffusionstheorie der laufenden Schichten

47

aus der kinetischen Theorie ergebenden Wert  $\delta = \frac{1}{4}$  aufzugeben und dafür den Wert  $\delta^* = 1,35$  einzusetzen, was nach <sup>14)</sup> einem leicht mit der Geschwindigkeit abnehmenden Stoßquerschnitt für die maßgeblichen Elektronenstöße entsprechen würde.

Unter dieser Annahme zeigt jedoch die Stromabhängigkeit von  $d_0$  nicht das zu beobachtende Verhalten. Bei der Grenzstromstärke wäre dann nämlich

$$\frac{d}{dt} d_0(i) = - \frac{1}{4} \delta^* \frac{U_1^2}{k} \frac{2^2}{R^2} \left( U_1^2 \right) \frac{dE}{dt} > 0, \quad (40)$$

$$\frac{1}{2} U_1, U_1^2$$

wenn man  $\frac{dE}{dt} < 0$  beachtet. In der Wirklichkeit nimmt jedoch  $d_0$  mit wachsendem  $i$  ab. Wenn man also im Hinblick auf die anderen guten Ergebnisse der Theorie nicht sofort annehmen will, daß wesentliche stromabhängige Zusatzglieder in der Dispersionsgleichung unberücksichtigt geblieben sind, muß man erwarten, daß  $W$  mit sinkendem Strom nicht abnimmt, sondern zunimmt.

Eine derartige Stromabhängigkeit kann man für  $W$  tatsächlich erhalten, wenn man die mit der Strahlungsdiffusion zusammenhängenden Ausgleichsvorgänge in Betracht zieht, was aber hier nicht weiter ausgeführt werden soll.

Zusammenfassend darf wohl auf Grund der befriedigenden Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gesagt werden, daß das vorgelegte Modell die grundlegenden Züge des Mechanismus, der in Edelgasentladungen bei der Ausbildung zumindest der künstlich erzeugten Schichten wirksam ist, richtig darstellt. Demnach darf die Hoffnung genährt werden, daß durch geeignete Verfeinerungen der Theorie auch eine genaue quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erzielt werden kann. Über diesbezügliche Versuche soll in einer folgenden Arbeit berichtet werden.

Herrn Prof. Dr. Rompe sowie Herrn Dr. Rademacher danke ich für ihr förderndes Interesse an der Arbeit.

Berlin, Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Physikalisches Technisches Institut, Bereich Strahlungsquellen

Bei der Redaktion eingegangen am 21. Juli 1958

Annalen der Physik  
Jährlich erscheinen etwa 3 Bände mit je 3 Heften. Bezugspreis pro Band DM 34 - zuzügl. Postgebühren

FOR OFFICIAL USE ONLY



**FOR OFFICIAL USE ONLY**

## LAUFENDE SCHICHTEN KLEINER AMPLITUDE IN DER ARGON-NIEDERDRUCK-ENTLADUNG\*

Von

KARL WOJACZEK

DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN, PHYSIKALISCH-TECHNISCHES  
INSTITUT, BERLIN

(Vorgelegt von G. Szigeti. — Eingegangen: 17. II. 1959)

Unter gewissen Entladungsbedingungen können in der homogenen positiven Säule durch geeignete Störungen am Kathodenende der Säule künstlich laufende Schichten erzeugt werden, welche als kleine Störungen der homogenen Säule aufzufassen sind. Das Dispersionsverhalten dieser laufenden Schichten wurde für Argon-Niederdruckentladungen bei verschiedenen Drucken experimentell untersucht. Die beobachteten Gesetzmäßigkeiten lassen sich aus einer linearisierten Diffusionstheorie der nicht-stationären positiven Säule herleiten.

### 1. Einleitung

In weiten Bereichen der Entladungsparameter ist die positive Säule der Niederdruckentladung nicht homogen, sondern geschichtet [1]. Unabhängig davon, ob laufende oder ruhende Schichten vorliegen, kann man dem Aufbau der Einschicht nach zwei extreme Schichttypen unterscheiden: Die Schicht des ersten Typs besteht aus einem ausgeprägten Schichtkopf mit scharfem Kathodenraum und einem längeren Schwanzteil. Der Verlauf der Lichtintensität längs des Rohres lässt sich in diesem Fall als eine Folge von Zuckerpulsen darstellen ( $\delta$ -Schichten). Die Schichten des zweiten Typs sind dagegen durch kleine sinusförmige Schwankungen der Lichtintensität bei einem hohen Gleichlichtanteil zu charakterisieren. Derartige Schichten erscheinen bei visueller oder photographischer Beobachtung nur als verschwommene, wenig ausgeprägte Gebilde. Die unter nicht besonders ausgewählten Bedingungen beobachtbaren Schichten stellen meist einen Zwischentyp zwischen den beiden genannten Typen dar.

Beide Extremfälle sind einer theoretischen Behandlung zugänglich. Wegen der starken Nichtlinearitäten ist die Theorie der  $\delta$ -Schichten kompliziert und erst in neuerer Zeit mit Erfolg in Angriff genommen worden [2]. Eine größere Anzahl von Arbeiten dagegen behandelt den Fall der verschwommenen Schichten, in dem die Schichten als kleine Störungen der homogenen positiven Säule aufgefasst werden können [3]—[8]. Die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen dieser Theorie und dem Experiment ist aber im

\* Vortrag auf dem Colloquium über Gasentladungsphysik in Balatonvilágos 1958.

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

FOR OFFICIAL USE ONLY

allgemeinen noch sehr unbefriedigend. Man erhält zwar die Schichtweite in annähernd richtiger Grösse, jedoch für die laufenden Schichten stimmen die errechneten Schichtfrequenzen bzw. Laufgeschwindigkeiten nicht einmal grössenordnungsmässig mit den Messwerten überein [4], soweit überhaupt quantitative Resultate in dieser Richtung geliefert werden. Ob die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment darauf beruht, dass die bei der Theorie vorausgesetzte Linearität der Störungen verletzt ist oder darauf, dass die bisher ausgearbeiteten Theorien der kleinen Störungen der Säule noch in entscheidender Weise mangelhaft sind, kann solange nicht entschieden werden, wie zum Vergleich nur nichtlineare Schichten herangezogen werden.

Um dieser Frage auf den Grund zu gehen, ist es notwendig, laufende Schichten kleiner Amplitude zu züchten und somit gerade die bisher wenig beachteten verschwommenen Schichten eingehend experimentell zu untersuchen.

## 2. Messanordnung und Messbereich

Laufende Schichten kleiner Amplitude lassen sich im Übergangsbereich zwischen homogener und geschichteter Säule beobachten. Oberhalb der im schraffierten Gebiet der Abb. 1 verlaufenden Grenzstromstärke  $i_G$  ist die positive Säule bei ungestörtem Gleichstrombetrieb frei von laufenden Schichten [9].  $i_G$  beträgt bei den Edelgasen grössenordnungsmässig einige Ampere und ist für Ar kleiner als für Ne und He. Deshalb wurde als Untersuchungsobjekt Argon gewählt. Der Aufbau des verwendeten Entladungsaufbaus ist der Abb. 2 zu entnehmen. Der Innendurchmesser des Rohres betrug 2,3 cm. Das Rohr wurde an der Pumpe betrieben, sodass die Messungen bei verschiedenen Drucken durchgeführt werden konnten. Die Drücke variierten zwischen 0,2 und 4 Torr. Zwei Sonden üblicher Bauart gestatteten, die Lichtintensität und den Potentialgradienten der Säule zu messen. Die laufenden Schichten selbst wurden auf photoelektrischem Wege mittels Elektronenstahlconflographen ausgemessen.

Die Untersuchungen zeigten, dass man laufende Schichten kleiner Amplitude mit besonders deutlichen Gesetzmässigkeiten erhält, wenn man eine Entladung mit homogener Säule bei einer Stromstärke nicht oberhalb  $i_G$  ausgeht und in ihr laufende Schichten künstlich anregt. Dies kann dadurch geschehen, dass man das kathodennahe Gebiet mit einer geeignet gewählten Frequenz auf elektrischem Wege stört [10]. Hierzu diente die Hilfs Elektrode H. Zwischen ihr und der Kathode K<sub>1</sub> wurde eine Hilfsentladung meist im Impulsbetrieb gebrannt. Die anregenden Einzelpulse dauerten jeweils etwa 10  $\mu$ s, die Impulsamplitude betrug etwa 1 kV. Die Anregung der künstlichen Schichten mit Impulsen hat den Vorteil, dass man die Lichtschwankungen auf Grund der Strommodulation gut von den eigentlichen laufenden Schichten trennen

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

LAUFENDE SCHICHTEN KLEINER AMPLITUDE

37

kann. Unter diesen Bedingungen treten die laufenden Schichten mit der wählbaren Störfrequenz auf, soweit ein gewisses Frequenzintervall nicht überschritten wird. Je nach der eingestellten Frequenz der Störung und damit der Schichten sind auch bei sonst festgehaltenem Entladungszustand die Schicht-

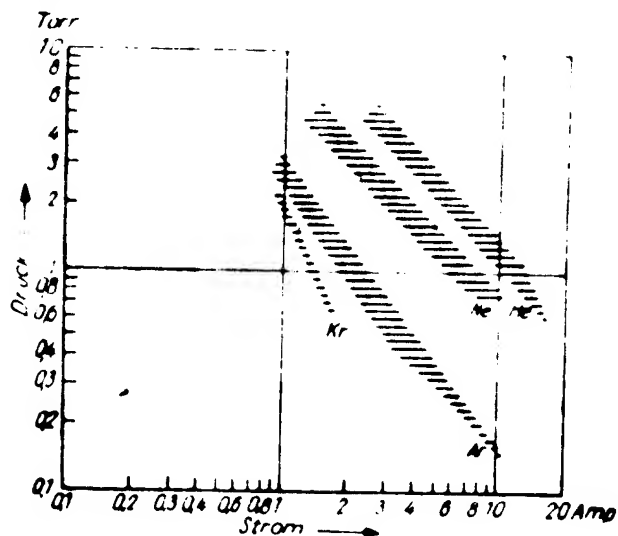


Abb. 1

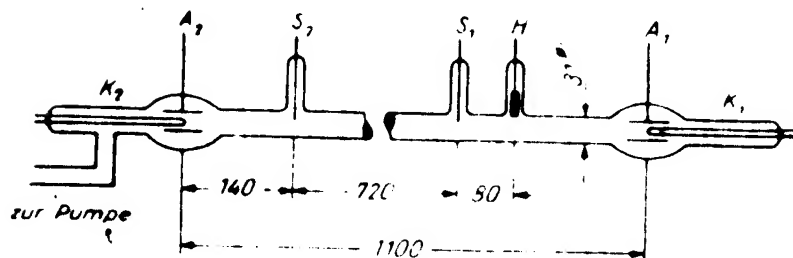


Abb. 2

parameter verschieden. Dies erscheint zunächst als eine Komplizierung der Verhältnisse, ermöglicht aber bei näherer Betrachtung einen tieferen Einblick in den Schichtungsmechanismus.

### 3. Messergebnisse

Die künstlich erzeugten laufenden Schichten kleiner Amplitude zeigen ein streng sinusförmiges Schwingungsbild, auch wenn sie durch eine Impulsentladung angeregt werden (Abb. 3). Sie sollten also treffender als Wellen

FOR OFFICIAL USE ONLY

## FOR OFFICIAL USE ONLY

20

K. WOJACZEK

bezeichnet werden, und zwar, wie noch näher begründet werden wird, als Elektronentemperaturwellen.

Die Wellenlänge, d. h. die Schichtweite  $s$ , hängt linear von der Schichtfrequenz ab, wie Abb. 4 für  $p = 0,5$  Torr zeigt. Die Laufgeschwindigkeit  $v = s \cdot \nu$ , die übrigens von der Anode zur Kathode gerichtet ist, wächst daher

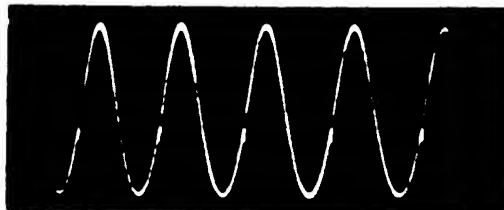


Abb. 3

etwa quadratisch mit der Frequenz. Es lassen sich allerdings nicht Schichten von beliebig kurzer oder beliebig langer Schichtweite erzeugen, sondern nur

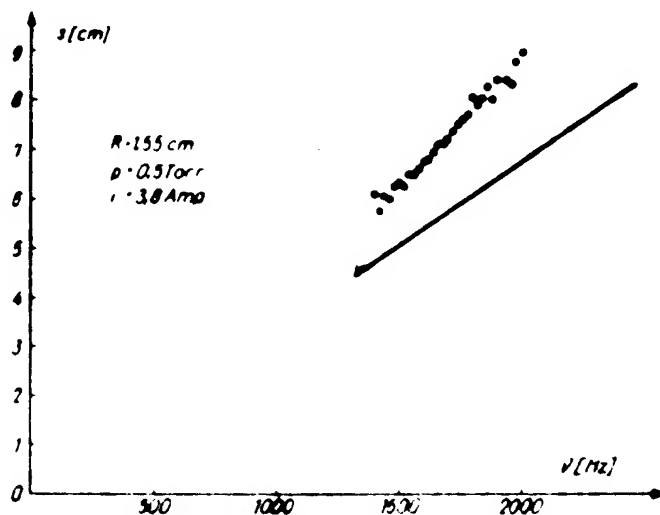


Abb. 4

solche, bei denen der Schichtabstand nicht kleiner als etwa der zweifache und nicht grösser als etwa der sechsfache Rohrradius ist. Von der Stromstärke sind die Schichtweiten oberhalb der Grenzstromstärke nur wenig abhängig.

Dagegen kann noch folgende wichtige Beobachtung gemacht werden: In axialer Richtung bleiben die Schichtamplituden nicht konstant, sondern

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

## LAUFENDE SCHICHTEN KLEINER AMPLITUDE

39

nehmen in Abhängigkeit vom Abstand  $x$  von der Anode exponentiell zu oder ab. Die Schichten lassen daher eine Beschreibung zu in der Form

$$A e^{i(kx - \omega t)} = A e^{-dx} e^{i(\pi x - \omega t)} \quad (1)$$

mit  $k = \pi + id$ ,  $\pi = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Auch die Amplifikation  $d$  ist bei festgehaltenem Entladungszustand eine Funktion der Frequenz (Abb. 5).  $d(\nu)$  nimmt bei einer

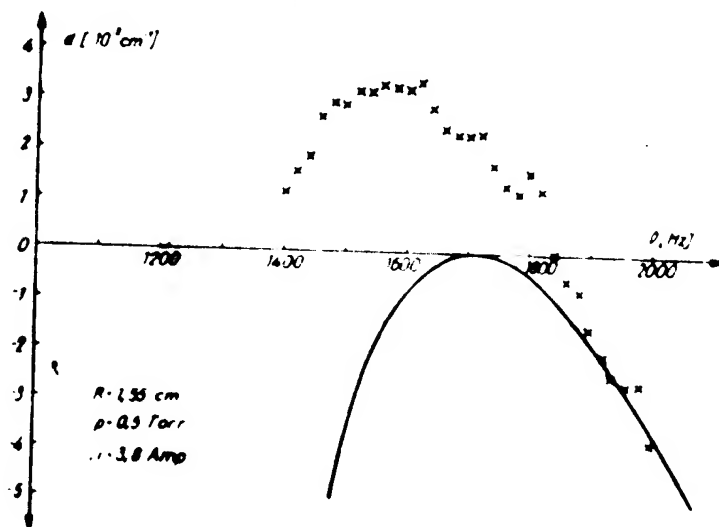


Abb. 5

bestimmten Frequenz  $\nu_0$  ein Maximum an. Diese Frequenz stimmt recht genau mit der Frequenz überein, mit der unterhalb der Grenzstromstärke natürliche laufende Schichten auftreten. Bei Störungen der positiven Säule mit Frequenzen weit ab von der Resonanzfrequenz werden die erzeugten laufenden Schichten sehr stark gedämpft, und man kann sie nur auf einem kurzen Säulenabschnitt anodenseitig von der Störstelle beobachten, und ihre Ausmessung ist daher schwierig.

Die Amplifikationskurve ist noch stark vom Strom abhängig. Eine Vergrößerung des Stroms verschiebt die Kurve als Ganzes in Richtung kleinerer Amplifikation. Die Frequenzlage des Amplifikationsmaximums bleibt dabei innerhalb der Messgenauigkeit erhalten. Abb. 6 zeigt die Abhängigkeit der maximalen Amplifikation  $d_0$  vom Entladungsstrom. In Nähe der Grenzstromstärke hat  $d_0(i)$  eine Nullstelle und steigt mit sinkendem Strom rasch an. Auch noch unterhalb der Grenzstromstärke kann  $d_0$  am Kathodenende der

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

40

K. WOJACZEK

Säule gemessen werden. Die dort gefundenen Werte schliessen sich den Werten, die oberhalb der Grenzstromstärke gewonnen werden, stetig an.

Bei anderen Druckwerten sind die Gesetzmässigkeiten qualitativ dieselben, nur die Resonanzfrequenz ändert sich wesentlich.

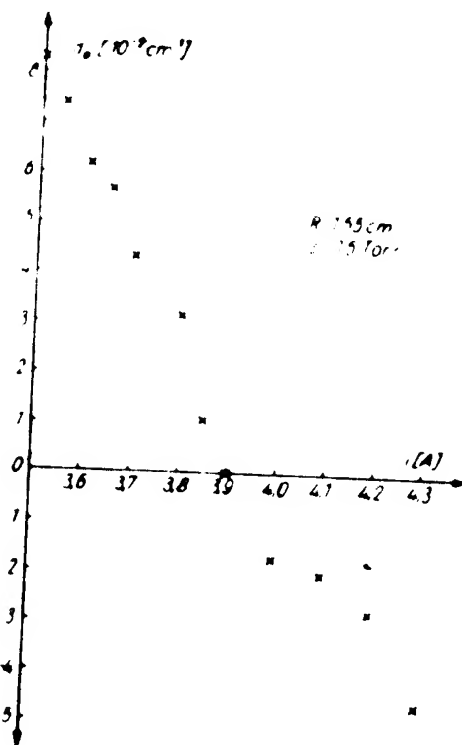


Abb. 6

#### 4. Folgerungen

Aus den experimentellen Beobachtungen ergeben sich für den Aufbau einer linearen Schichttheorie folgende wichtige Hinweise:

1. Bei Schichten kleiner Amplitude hängt die Amplitude exponentiell vom Abstand von der Anode (genauer gesagt, vom Abstand von der Kathode) ab.
2. Die Schichtfrequenz ist als ein innerhalb gewisser Grenzen frei wählbarer Parameter aufzufassen.
3. Das natürliche Schichtungsverhalten ist durch die Lage des Amplifikationsmaximums festgelegt.
4. Die Grenzstromstärke für den Existenzbereich laufender Schichten ist annähernd durch die Nullstelle der maximalen Amplifikation bestimmt.

**FOR OFFICIAL USE ONLY**



Die bisherigen linearen Theorien der laufenden Schichten [3], [4], [6] rechnen dagegen von vornherein mit  $d = 0$  und können daher nicht in der Lage sein, die Gesetzmäßigkeiten der laufenden Schichten richtig zu liefern. Eine genauere Überprüfung [11] zeigt nun, dass man zu keiner besseren Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment kommt, wenn man nur den Wellenanstieg durch Zulassung einer frequenzabhängigen Amplifikation erweitert. Die so im Ansatz erweiterte Theorie liefert noch kein Maximum der Amplifikation bei einer endlichen Frequenz. Das Verständnis des Amplifikationsmechanismus stellt daher einen Schlüssel zum Verständnis des Mechanismus der laufenden Schichten überhaupt dar.

### 5. Das Modell

Wir machen uns, von dem Mechanismus, der den laufenden Schichten zu Grunde liegt, folgendes Bild [13]:

Wie viele experimentelle Untersuchungen [12] zeigen, unterliegen in der geschichteten positiven Säule die Elektronenkonzentration und die Elektronentemperatur periodischen Schwankungen. Dementsprechend variiert auch die Trägererneuerung örtlich bzw. seitlich. Da die Elektronen auf Grund ihrer hohen Beweglichkeit schnell abwandern, bilden sich durch Ionenüberfluss bzw. Ionenmangel bedingte Raumladungen heraus. Diese Raumladungen sind mit einer Potentialwelle verknüpft, durch welche den Elektronen, die sie durchlaufen, eine periodisch variierende Energie zugeführt wird. Die Elektronen setzen diese dem Feld entnommene Energie sehr rasch durch Stöße in thermische Energie um und sorgen damit für die Aufrechterhaltung der Elektronentemperatur- und Elektronenkonzentrationschwankungen. Da die Trägerneubildung der Elektronenkonzentration proportional ist, aber exponentiell gemäß  $\exp(-U_1/U_0)$  von der Elektronentemperatur abhängt, spielen für die Schichten die Elektronentemperaturschwankungen die bedeutendere Rolle. Somit kann man die Schichten definieren als Elektronentemperaturwellen, die sich im Wechselspiel mit Ionenwellen aufrechterhalten.

Soweit kann dieses Modell auch die Verhältnisse bei stehenden Schichten verdeutlichen. Das Auftreten wandernder Elektronentemperaturwellen ist offensichtlich eng verknüpft damit, dass die Amplifikation bei einer endlichen Frequenz, der natürlichen Schichtfrequenz, ein Maximum annimmt. Dieses Maximum kann unter Zuhilfenahme der experimentellen Erfahrung, dass sich die Schichtweite mit wachsender Frequenz vergrößert, als Wirkung zweier gegenläufiger Effekte verstanden werden: Da die Ionen gegenüber der Wanderungsgeschwindigkeit der Temperaturwellen als praktisch ruhend anzusehen sind, muss die Schichtfrequenz mit einem entsprechenden Auf- und Abbau der positiven Raumladung, also mit Ionenerneuerungs- und Vernich-

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

42

K. WOJACEK

tungsprozessen derselben Frequenz verknüpft sein. Da die Lebensdauer der Ionen einen endlichen, durch die Geometrie des Entladungsrohres bedingten Wert hat, wird die Ionenkonzentration örtlich umso weniger zu schwanken vermögen, je grösser (bezogen auf die reziproke Lebensdauer) die Frequenz ist. Dies entspricht einer grösseren Dämpfung der Potentialwelle und damit der Schichtamplituden bei höheren Frequenzen. Für niedrige Frequenzen sind die Schichtweiten kleiner, und die Wärmeleitung der Elektronen, welche die örtlichen Elektronentemperaturunterschiede auszugleichen sucht, kommt entscheidend ins Spiel und sorgt für eine stärkere Dämpfung der Elektronentemperaturwelle und damit der Schichtamplituden.

Somit ist der Abfall der Amplifikationskurve für abnehmende Frequenzen durch die Wärmeleitung der Elektronen, der Abfall der Amplifikationskurve für grosse Frequenzen durch die Massenträgheit bedingt. Diese beiden Effekte müssen also bei einer theoretischen Behandlung der Schichten vor allem berücksichtigt werden.

#### 6. Ergebnisse der Theorie

Das beschriebene Modell wurde unter Zugrundelegung der Trägerbilanngleichungen für das Elektronen- und Ionengas, der Poisson-Gleichung und der Energiebilanz der Elektronen für kleine Störungen der homogenen positiven Säule durchgerechnet [13]. Dabei wurden die Wärmekonvektion des Elektronengases, die Thermodiffusion, die Temperaturabhängigkeit der Energieverluste durch Elektronenstoss vernachlässigt und überwiegende Direktionsation durch Elektronenstoss angenommen. Unter der Voraussetzung

$$|d| \ll 1, \quad (2)$$

die bei den beschriebenen Versuchen immer erfüllt ist, ergeben sich für die Wellenzahl  $\kappa$  und die Amplifikation  $d$  in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi\nu$  folgende Ausdrücke:

$$\kappa(\omega) = \frac{2\pi}{s} = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{R^2} \frac{b_p U_p U_i}{\omega W}, \quad (3)$$

$$d(\omega) = \frac{-W U_p \kappa^2 + W \frac{\lambda^2}{R^2} U_p \kappa^2 - E \frac{\lambda^2}{R^2} U_i}{\frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{R^2} U_i^2 U_p}, \quad (4)$$

Dabei sind  $\lambda = 2,4$ ,  $b_p$  die Beweglichkeit der positiven Ionen,  $U_p = kT_p/e$  die Volt-Elektronentemperatur,  $E$  der axiale Potentialgradient und  $R$  der Rohr-

FOR OFFICIAL USE ONLY

radius. In  $U_i = U_i + 0,5 U_i$  ist  $U_i$  die Ionisationsspannung des verwendeten Gases. Die Größe  $W$  bedeutet im wesentlichen das Verhältnis zwischen der Wärmeleitfähigkeit der Elektronen und der Stromdichte.  $W$  ist frequenzunabhängig und kann hier als offener Parameter angesehen werden, solange die Wärmeleitfähigkeit nicht genau bekannt ist.

Nach Gleichung (3) ist die Schichtweite proportional der Schichtfrequenz. Man erkennt man leicht aus Gleichung (4), dass die Amplifikation bei einer endlichen Frequenz ein Maximum annimmt. Die Lage des Maximums ist durch

$$d_0 = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{R^2} \quad \omega_0 = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda} R = 3,71 \cdot R \quad (5)$$

bestimmt. Die zugehörige maximale Amplifikation beträgt

$$d_0 = \frac{W U_i \frac{\lambda^2}{R^2} - 4 E U_i}{2 U_i U_i} \quad (6)$$

Für die Grenzstromstärke ist  $d_0 \sim 0$ . Daraus erhält man im Grenzbereich für  $W$  den Wert

$$W(d_0) = \frac{4 E R^2}{U_i \lambda^2} U_i \quad (7)$$

welcher bei bekanntem  $W = W(i)$  als Bedingungsgleichung für die Grenzstromstärke angesehen werden kann. Setzt man diesen Wert in (3) und (4) ein, so kann man für den Grenzbereich die Schichtdispersion und die Amplifikation allein aus  $U_i$  und  $b_p$  und den Entladungsparametern  $R$ ,  $E$ ,  $U_i$  berechnen. Unter Zuhilfenahme von (5) ergibt sich für die Resonanzfrequenz, in der Form des Purr'schen Ähnlichkeitsgesetzes [14] aufgeschrieben, der Ausdruck

$$R \nu_0 = \frac{\lambda^2 b_p U_i^2}{8\pi \sqrt{2} (R p_0)^2 (E/p_0)} \quad (8)$$

Dabei ist  $b_{p_1} = \frac{b_p}{p_0}$  und  $p_0$  der auf 0°C reduzierte Gasdruck.

## 7. Vergleich mit dem Experiment

Bei 0,5 Torr beträgt die Grenzstromstärke  $i_{01} = 3,6$  A. Dicht oberhalb der Grenzstromstärke wurde aus Sondenmessungen die Elektronentemperatur zu  $T_e = 15\,600$  °K und der axiale Potentialgradient zu  $E = 0,3$  V/cm bestimmt.

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

44

K. WOLFAUER

Mit diesen Werten erhält man die in den Abb. 4 und 5 durch die ausgezogenen Kurven dargestellten Verläufe für  $s(r)$  und  $d(r)$ . Die theoretische Amplifikationskurve ist der experimentellen Kurve in ihrem Verlauf sehr ähnlich. Dass

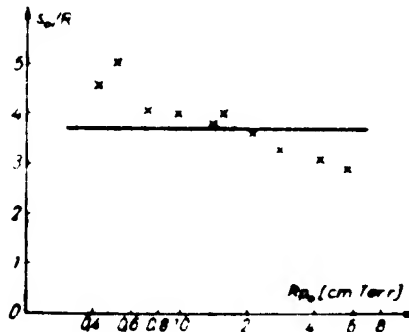


Abb. 7

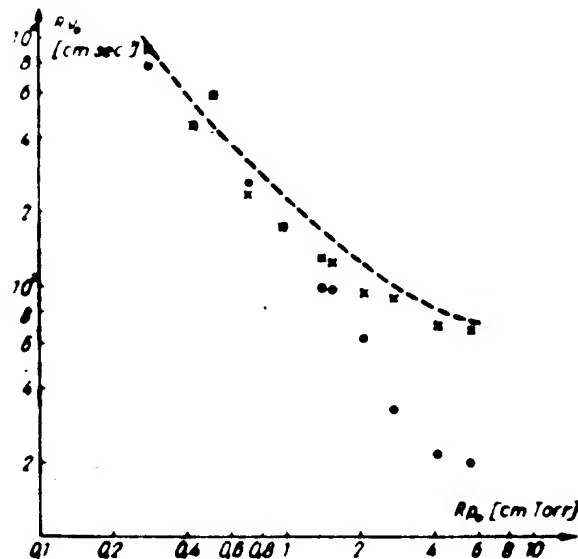


Abb. 8

die theoretische Kurve tiefer liegt, ist darin begründet, dass die Amplifikation eben für den Fall  $d_0 = 0$  berechnet wurde.

Abb. 7 gibt die Messpunkte für die relative Schichtweite  $s_0/R$  im Resonanzfall bei der Grenzstromstärke auch für andere Drücke wieder. Wie man erkennt, stellt der theoretische Wert  $s_0/R = 3.71$  eine gute Approximation für die experimentellen Werte dar.

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

Schlüssellich kann auch noch der Ausdruck (8) überprüft werden. In Abb. 8 sind die Messwerte durch ein Kreuz gekennzeichnet, der zu der gleichen Abszisse gehörende theoretische Wert (8) ist als ein Kreis eingetragen. Die gestrichelte Kurve stellt die von PURT [14] angegebenen Frequenzen der natürlichen Schwingungen dar, die durchaus zum Vergleich herangezogen werden können, da die natürliche Schichtfrequenz mit der Resonanzfrequenz praktisch zusammenfällt. Für die kleinen  $R_p$ -Werte ist die Übereinstimmung gut. Dagegen ergibt sich für  $R_p$  noch ein zu starker Abfall mit wachsenden  $R_p$ -Werten. Hier muss die Theorie noch verbessert werden.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Schichtparametern durchaus befriedigend ist, besonders wenn man an die vielen Vereinfachungen denkt, unter denen die Theorie entwickelt wurde. Man darf daher hoffen, durch weitere Verfeinerung der Theorie auch eine volle quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erzielen. Diesbezügliche Untersuchungen sind noch im Gange.

## LITERATURVERZEICHNIS

1. F. FRANK, Handbuch der Physik, 28, 142 ff., 1956.
2. A. B. Недоспасов, ЖТФ, 28, 173, 1958.
3. H. J. DREYFUS, Physica, 1, 273, 1934.
4. S. WATANABE and N. L. OLSON, Phys. Rev., 99, 1701, 1955.
5. И. М. Чашник, ДАН СССР, 107, 529, 1956. (Deutsch: Physik. Abhandl. SU, 10, 221, 1958.); ЖТФ, 27, 978, 1957.
6. H. S. ROBERTSON, Phys. Rev., 105, 368, 1957.
7. О. В. Прудковская и М. Ф. Широков, ДАН СССР 112, 1023, 1957.
8. О. В. Прудковская, ДАН СССР, 117, 601, 1957.
9. W. PURT, Physik. Z., 23, 844, 1932.
10. K. WEJASZEK, Ann. Physik, 2, 68, 1958.
11. K. WEJASZEK, Monatsber. Dtsch. Akad. Wiss., 1, 23, 1959.
12. W. PURT, Physik. Z., 26, 61, 1935.
13. A. B. STEWART, J. Appl. Phys., 27, 911, 1956.
14. N. L. OLSON and A. W. COOPER, Phys. Rev., 105, 1411, 1957.
15. K. WEJASZEK, Ann. Physik, 2, 37, 1959.
16. W. PURT, Z. techn. Physik, 18, 257, 1934.

## БЕГУЩИЕ СЛОИ МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ В АРГОНОВОМ РАЗРЯДЕ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

К. ВОЯЧЕК

## Резюме

В определенных разрядных режимах соответствующим возмущением на катоде ионизации в однородном положительном столбе вызываются бегущие слои (страты), которые следует считать небольшими возмущениями однородного положительного столба. Автор изучает экспериментально дисперсионные свойства этих слоев в аргонном разряде при низком давлении разных значений. Обнаруженные закономерности могут быть объяснены на основании линеаризованной теории диффузии для стационарного положительного столба.

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

Sonderdruck aus  
**Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin**  
Band 2 · Heft 1 · 1960  
Akademie-Verlag · Berlin

---

**FOR OFFICIAL USE ONLY**



**FOR OFFICIAL USE ONLY**

Sonderdruck aus  
Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin  
Band 2, Heft 1, 1960  
Akademie-Verlag, Berlin

The first of these is the fact that the  
 second of these is the fact that the  
 third of these is the fact that the  
 fourth of these is the fact that the  
 fifth of these is the fact that the  
 sixth of these is the fact that the  
 seventh of these is the fact that the  
 eighth of these is the fact that the  
 ninth of these is the fact that the  
 tenth of these is the fact that the

1870

1870

[illegible]

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

FOR OFFICIAL USE ONLY

K. WOJACZEK

Physikalisch-Technisches Institut der Dt. Akad. Wiss., Forschungsgemeinschaft

**Über die Temperaturabhängigkeit einiger Prozesse, die durch die elastischen Stöße zwischen Elektronen und Atomen bestimmt sind**

In der Theorie der positiven Säule der Niederdruckentladung werden die Elementarprozesse durch gewisse Koeffizienten erfaßt, die ihrerseits durch geeignete Mittelungen der Stoßquerschnitte über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bestimmt werden und daher im allgemeinen noch von den Verteilungsparametern abhängen. Für den Fall nicht zu geringen Ionisationsgrades haben die Elektronen eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung, und die betreffenden Koeffizienten hängen somit primär von der Elektronentemperatur  $T_e$  ab. Der Grad der Abhängigkeit ist durch den Verlauf des geschwindigkeitsabhängigen Wirkungsquerschnittes für den zugrunde liegenden Einzelprozeß bestimmt. Im folgenden sollen die sich auf die elastische Wechselwirkung zwischen den Elektronen und Atomen gründenden Koeffizienten für verschiedene einfache Verläufe des Transportquerschnittes  $\sigma(v)$  (1) zusammengestellt werden.

In vielen Fällen läßt sich  $\sigma$  bzw. die zugehörige mittlere freie Weglänge  $\lambda$  der Elektronen in dem maßgeblichen Geschwindigkeitsbereich durch ein Potenzgesetz der Form

$$(1) \quad \sigma = C v^n, \quad \lambda = (\pi_0 C)^{-1} \cdot v^{-n}$$

approximieren, wo  $v$  die Elektronengeschwindigkeit,  $\pi_0 = p_0 \cdot n_1$  die Neutralgaskonzentration unter Versuchsbedingungen,  $n_1$  die Neutralgaskonzentration unter Normalbedingungen und  $p_0$  den Gasdruck bei 0°C bedeuten. Der maßgebliche Geschwindigkeitsbereich ist im allgemeinen die weitere Umgebung der wahrscheinlichsten Elektronengeschwindigkeit  $w$ , bei der die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion ein ausgeprägtes Maximum annimmt. Stärkere Abweichungen für  $\sigma(v)$  von einem durchgängigen Potenzgesetz für sehr kleine und sehr große  $v$  können daher die Anwendbarkeit der nachfolgenden Berechnungen nicht wesentlich beeinträchtigen.

Mit (1) sind die in Frage kommenden Mittelwerte sämtlich von der Form  $\bar{\sigma}$ , welche sich unter der Annahme einer MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung für die Elektronen

$$(2) \quad F(v) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{w}\right)^2 e^{-\left(\frac{v}{w}\right)^2} d\left(\frac{v}{w}\right), \quad w^2 = \frac{2kT_e}{m}$$

sogleich als Funktionen der Elektronentemperatur in der Gestalt

$$(3) \quad \bar{\sigma} = \int_0^\infty v F(v) dv = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{2}(l+3)\right) w^l = K_l^* w^l = K_l T_e^{l/2}$$

FOR OFFICIAL USE ONLY

FOR OFFICIAL USE ONLY

explizit berechnen lassen. Tabelle 1 gibt für die in Frage kommenden Exponenten  $l$  die Zahlenwerte für  $K_1^*$  und  $K_1$  wieder.

Tabelle 1

Exponent $l$	$K_1^*$	$K_1$	$l$	$K_1^*$	$K_1$
(b) $\frac{1}{\sqrt{\pi}}$					
0	0	$6,6 \cdot 10^{-10}$	3	$\frac{4}{\sqrt{\pi}}$	$2,77 \cdot 10^{-11}$
1	$\frac{1}{\sqrt{\pi}}$	$2,05 \cdot 10^{-9}$	4	$\frac{15}{\sqrt{\pi}}$	$2,44 \cdot 10^{-10}$
2	1	1	5	$\frac{32}{\sqrt{\pi}}$	$3,42 \cdot 10^{-10}$
3	$\frac{8}{\sqrt{\pi}}$	$6,22 \cdot 10^{-9}$	6	$\frac{105}{\sqrt{\pi}}$	$3,65 \cdot 10^{-10}$
4	$\frac{3}{2}$	$4,55 \cdot 10^{-11}$	7	$\frac{48}{\sqrt{\pi}}$	$4,14 \cdot 10^{-11}$

Der Verlauf des Transportquerschnitts lassen sich hiermit in Form von  $\gamma$  und  $\beta$  ausdrücken. Die Größen  $\gamma$  und  $\beta$  sind in ihrer Temperatur- und Konzentrationsabhängigkeit gegeben:

1. die mittlere Geschwindigkeit eines Elektrons  $v$  im Neutralgas:

$$v = \left( \frac{v^2}{2} \right) = \pi_C C v^2 T = \rho_0 C A K_{1,1} T^{1/2}$$

2. die Beweglichkeit der Elektronen nach der verallgemeinerten LOMMERT-Formel (S. 354):

$$\mu = \frac{2e \bar{v}}{3m \omega^2} = \frac{2e v^2}{3m C n \omega^2} = \rho_0^{-1} C v^2 B K_{1,1} T^{1/2}$$

Mithilfe der Einsteinischen Relation ist hieraus auch der Diffusionskoeffizient der Elektronen

$$D_e = \frac{kT}{e} \mu$$

bestimmt, der deshalb hier nicht gesondert aufgeschrieben zu werden braucht:

3. der Koeffizient der Thermodiffusion:

$$\gamma = \frac{1}{2} \left( \frac{v^2}{v^2} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{v^2}{v^2} \right) = \frac{1}{2}$$

Es zeigt sich, dass die Elektronenstromdichte unter dem Einfluß eines Temperaturgradienten  $\nabla T$  zu  $\gamma \nabla T$ , grad  $kT/e$  bestimmt. (7) erhält man nach letzten Umformungen sowohl aus [2] (S. 354) als auch aus der Arbeit [3] von Sommerfeld.

FOR OFFICIAL USE ONLY



FOR OFFICIAL USE ONLY

4. der Koeffizient der Wärmeleitfähigkeit der Elektronen:

$$(8) \quad \delta = \frac{1}{2u^2} \left( \frac{\lambda v^2}{\lambda_1} - \frac{\lambda v^2}{\lambda_2} \right) = \frac{1}{2u^2} \left( \frac{v^2}{v_1} - \frac{v^2}{v_2} \right),$$

der die von den Elektronen transportierte Wärmestromdichte  $-2\delta n_e b_e (k/e)^2 T_e$  grad  $T_e$  bei verschwindender Elektronenstromdichte bestimmt. Die Darstellung (8) ist implizit in dem von Sommerfeld [4] für  $\delta$  angegebenen Ausdruck enthalten. In der gleichen Arbeit sind auch schon alle in Frage kommenden Zahlenwerte für  $\delta$  angegeben;

5. die pro Elektron in der Zeiteinheit durch elastische Stöße übertragene kinetische Energie [2] (S. 414):

$$(9) \quad P_{el} = \frac{m^2}{M} \left( \frac{v^2}{\lambda} \right) = \frac{m^2}{M} C n_e v^2 = \rho_0 A_G^{-1} C E K_e T_e.$$

Dabei bedeuten  $M$  die Masse des Atoms und  $A_G$  das Atomgewicht.

Tabelle 2

$\alpha = \frac{n+1}{2}$	$n \geq 3$
$\beta = -\frac{n+1}{2}$	$n \geq 3$
$\gamma = \frac{1-n}{2}$	$n \leq 3$
$\delta = \frac{4-n}{4}$	$n \geq 3$
$\epsilon = \frac{n+3}{2}$	$n \geq -5$

Wie die Zahlen  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon$  in (4), (5), (7), (8), (9) von dem Exponenten  $n$  abhängen, der den Verlauf des Transportquerschnitts nach (1) bestimmt, ist in Tabelle 2 zusammengestellt. Der Gültigkeitsbereich muß der Variable  $n$  eine kleine bzw. sehr große  $v$  gegenübergestellt werden, d. h., es muß in diesen Fällen berücksichtigt werden, daß für  $v \rightarrow 0$  bzw.  $v \rightarrow \infty$   $\sigma$  endlich oder doch  $\neq 0$  ist.

Die noch in (4), (5) und (9) auftretenden, von  $n$  unabhängigen Konstanten haben folgende Zahlenwerte

$$A = 3,64 \cdot 10^{10} \quad (v_e \text{ in } s^{-1}), \quad (4)$$

$$B = 1,095 \cdot 10^{-12} \quad (b_e \text{ in } cm^2 \cdot s^{-1} \text{ Volt}^{-1}), \quad (5)$$

$$E = 1,755 \cdot 10^{-21} \quad (P_{el} \text{ in Watt}), \quad (9)$$

wenn  $C$  in  $cm^2 \cdot s^{-1}$ ,  $\rho_0$  in Torr und  $T_e$  in  $^\circ K$  eingesetzt werden.

Wir geben noch als Beispiel die speziellen Werte für Argon an. In diesem Fall läßt sich der Transportquerschnitt im Bereich zwischen 1,5 V und 5 V ( $U = m v^2/2e$ ) durch

$$\sigma = 1,45 \cdot 10^{-16} U = 4,22 \cdot 10^{-22} v^2$$

( $\sigma$  in  $cm^2$ ,  $U$  in V) approximieren (vgl. [5] und [6]).

Für Elektronentemperaturen zwischen etwa 10000 und 40000  $^\circ K$  erhält man danach mit Hilfe der Tabellen 1 und 2

$$v_e = 586 \rho_0 T_e^2 s^{-1}, \quad b_e = 5,3 \cdot 10^{12} \cdot \rho_0^{-1} T_e^{-2} cm^2 \cdot s^{-1} \text{ Volt}^{-1}$$

$$\gamma = -\frac{1}{2}, \quad \delta = \frac{1}{2}, \quad P_{el} = 6,34 \cdot 10^{-22} \rho_0 T_e^2 \text{ Watt}$$

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

Die so berechnete Elektronenbeweglichkeit gibt sowohl den Gang mit der Elektronentemperatur als auch die Größe der in der Niederdruckentladung beobachteten Beweglichkeit gut wieder [6]. Die angegebenen elastischen Verluste stimmen in Nähe der in Frage kommenden Elektronentemperatur gut mit den Angaben von GRAHAM und RÜHLIG [1] und den experimentell von KENTY, EASLEY und BARNES [7] erschlossenen Werten überein. Daß sich bei Argon für  $\gamma$  ein negativer Wert ergibt, bedeutet, daß in diesem Gas die Elektronen bei alleiniger Wirkung eines Elektronentemperaturgefälles in Richtung wachsender Temperatur wandern würden. Es ist wünschenswert, diesen unerwarteten Effekt, den man sich aber bei Betrachtung des Verlaufs des Wirkungsquerschnittes durchaus verständlich machen kann, auch experimentell nachzuweisen. Die Möglichkeit hierzu ergibt sich im Rahmen der Untersuchungen an laufenden Schichten der Argon-Niederdruckentladung. Bei den laufenden Schichten spielt wahrscheinlich auch die durch  $\delta$  charakterisierte Wärmeleitung der Elektronen eine wichtige Rolle [8]. Die Überprüfung des Wertes von  $\delta$  ist aber hier schwieriger, da möglicherweise in der Niederdruckentladung hoher Stromstärke weitere Mechanismen wirksam sind, die zusätzlich für einen Ausgleich örtlicher Elektronentemperaturdifferenzen Sorge tragen.

<sup>1</sup> In der Arbeit [6], in der auch der feinere Verlauf des Transportquerschnittes berücksichtigt wurde, ist die nach der verallgemeinerten LORENTZschen Formel für Argon errechnete Elektronenbeweglichkeit  $b_e^{(6)}$  auf Grund eines Versehens um 30% zu klein angegeben worden, so daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment noch besser ist als aus der dortigen Abb. 5 hervorgeht.

#### Literaturverzeichnis

- [1] GRAHAM, W. J., and A. J. RÜHLIG, Phys. Rev. 94, 25 (1954).
- [2] GRANOWSKI, W. L., Der elektrische Strom im Gas, Berlin 1955.
- [3] SCHIRMER, H., Z. Phys. 142, 1 (1955).
- [4] SCHIRMER, H., Z. Phys. 142, 116 (1955).
- [5] MIEDEHL, G., Wiss. Veröff. Siemens-Konzern 17, 277 (1938).
- [6] WOJACEK, K., und K. RADENMACHER, Ann. Phys. 18, 237 (1956).
- [7] KENTY, C., M. A. EASLEY and B. T. BARNES, J. appl. Phys. 22, 1006 (1951).
- [8] WOJACEK, K., Ann. Phys. 3, 37 (1959).

Eingegangen: 4. November 1959

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

Sonderdruck aus  
Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin

Band 1 Heft 4 - 1959

Akademie-Verlag - Berlin

Physik

K. RADENMACHER und K. WOJACZEK

Physikalisch-Technisches Institut der Dt. Akad. Wiss., Forschungsgemeinschaft

### Schichtstrukturen in stromschwachen Impulsentladungen

Die folgende Arbeit beschreibt Untersuchungen an stromschwachen Niederdruckentladungen in Argon, welche im periodischen Impulsbetrieb ohne Gleichstrom-Dauerkomponente gebrannt wurden. Als Spannungsquelle diente dabei ein leistungsstarker Impulsgenerator, der Hochspannungsimpulse von annähernder Rechteckform bis zu 10  $\mu$ s Dauer lieferte. Die Impulsfrequenzen konnten zwischen 30 und 3000 Hz variiert werden. Der Ausgang des Generators war, wenn nicht anders vermerkt, über einen Ballastwiderstand von 2 k $\Omega$  direkt an das Entladungsrohr angeschlossen.

211

**FOR OFFICIAL USE ONLY**



**FOR OFFICIAL USE ONLY**

Die momentane Stromstärke betrug größenordnungsmäßig 1 Amp. Es kamen abgeschmolzene Rohre (1 m Säulenlänge; 8,1 cm bzw. 1,16 cm Rohrdurchmesser; Oxydkathode) zur Verwendung, die nach entsprechenden Vorversuchen zur Feststellung optimaler Arbeitsbedingungen mit 1 Torr reinem Argon gefüllt waren.

Nach Festlegung der Gasart, des Gasdrucks und des Rohrdurchmessers sind im Falle der Impulsentladung noch die Ausgangs-Impulsspannung  $U$  bzw. die Impulsstromstärke  $i$ , die Impulsdauer  $\tau$  und die Impulsfrequenz  $\nu$  innerhalb gewisser Grenzen frei wählbare Parameter. Hält man  $U$  und  $\tau$  fest, so kann man bei variiertem  $\nu$  dem Erscheinungsbild nach eine Niederfrequenz- und eine Mittelfrequenz-Impulsentladung unterscheiden. Die Säule der erstgenannten Form ist in radialer und oft auch in axialer Richtung geschichtet; die Mittelfrequenzsäule erscheint wie die Gleichstromsäule radial monoton und im allgemeinen in axialer Richtung homogen.

Die Abb. 1 und 2 vermitteln eine Vorstellung von den Strukturen, um die es sich bei der Niederfrequenz-Impulsentladung handelt. Bei relativ hohen Impulsspannungen tritt im Entladungsrohr ein leuchtender, koaxialer Hohlzylinder in Wandnähe auf, dessen Mitte entweder dunkel



Abb. 1

Typische Erscheinungsformen der Impulsentladung in Argon bei  $p = 1$  Torr und  $\tau = 10 \mu s$ . Abb. c wurde in Schrägsicht bei Anwesenheit einer äußeren Metallschelle aufgenommen.

	a	b	c	d	e	
$d =$	3,1	0,6	3,1	3,1	1,16	cm
$\nu =$	70	800	70	70	480	Hz
$U =$	3	3,3	1,6	1,6	1,2	kV

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

bleibt (Abb. 1a) oder selbst wieder aus einem leuchtenden Zylinder besteht, der sich manchmal auch schon in der Farbe von dem äußeren unterscheidet [1]. In einem sehr engen Rohr ( $d = 0,5$  cm) umhüllte ein äußerer blauer Mantel einen rotleuchtenden inneren Zylinder, der selbst



Abb. 2

Ercheinungsbild der Impulsentladung in Argon bei verschiedenen Impulsdauern  $\tau$ . Die Anode ist oben, Kathode unten. Der dunkle Streifen entspricht der um das Rohr gelegten Metallschelle. Entladungsparameter:

$$\begin{array}{lll} d = 3,1 \text{ cm}, & p = 1 \text{ Torr}, & f = 77 \text{ Hz}, \\ U = 2 \text{ kV}, & \tau = 2 & 9 \mu\text{s} \end{array}$$

wieder in seinem Zentrum einen dünnen, blauleuchtenden Faden aufwies (Abb. 1b).

Die zylindrische Struktur wird im weiten Rohr ( $d = 3,1$  cm) besonders deutlich, wenn zusätzlich eine axiale Schichtung auftritt (Abb. 1c), was bei kleinen Impulsspannungen der Fall ist. Hier zerfällt die Säule in ein System leuchtender Ringe, die durch Dunkelräume voneinander getrennt sind. In langen homogenen Entladungsröhren werden diese Strukturen oft durch eine unregelmäßige Bewegung der Ringe in axialer Richtung verwischt (Abb. 1d). Sie bleiben aber in der Umgebung einer kleinen Störung, z. B. in der Nähe einer eingebauten Sonde oder einer äußeren, sonst unangeschlossenen Metallschelle örtlich fixiert (Abb. 2).

Der Abstand der Ringe ist im ungestörten oder schwach gestörten Fall im wesentlichen durch den Gasdruck bestimmt. Die Dicke der Ringe in radialer Richtung ist diesem Abstand vergleichbar. Kommt auch der Rohrradius in dieselbe Größenordnung, bilden sich keine Ringe mehr aus, sondern es läßt sich nur eine Kette von gleichartigen ruhenden Schichten beobachten (Abb. 1e), also eine positive Säule, die in dieser Form bisher bei reinen Edelgasen nicht bekannt war.

Wir behandeln nun den Fall der axialen Schichtung im Rohr von 3,1 cm Durchmesser etwas eingehender. Die axiale Schichtung trat gut beobacht-

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

FOR OFFICIAL USE ONLY

bar für Impulsfolge-Frequenzen unter 100 Hz auf und konnte als Ringstruktur sogar noch bei Einzelimpulsen festgestellt werden. Der Abstand der Ringe voneinander betrug 0,5 bis 1 cm und wuchs mit wachsender Frequenz etwas an.

Einen ersten Überblick über den zeitlichen Ablauf der Vorgänge gewinnt man, wenn man das äußere Erscheinungsbild der Entladung bei variabler Impulsdauer  $\tau$ , aber sonst festgehaltenen Entladungsbedingungen photographiert. Die späten Phasen der Impulsentladung, abgesehen von dem Prozeß des Abklingens, können dabei nur bei entsprechend langen Impulsdauern Beiträge zum integralen Erscheinungsbild liefern. Voraussetzung für die volle Schlüssigkeit eines solchen Verfahrens ist, daß sich nach der (konstant gehaltenen) stromlosen Zeit immer der gleiche Zustand im Entladungsröhr einstellt, unabhängig von der Dauer des vorübergehenden Impulses. Diese Bedingung war offenbar bei den benutzten Frequenzen noch nicht vollständig erfüllt, da sich das Erscheinungsbild der Entladung noch etwas mit der Impulsfolgefrequenz änderte. Jedoch dürften die Grundzüge der Schichtbildung auch so schon richtig zum Ausdruck kommen.

Abb. 2 gibt für verschiedene  $\tau$  das Aussehen einer derartigen Impulsentladung in der Umgebung einer unangeschlossenen, der Stabilisierung der Schichten dienenden Außenschelle wieder. In größerer Entfernung von der Störung sind die Strukturen der Säule wegen der unruhigen Bewegungen weniger klar erkennbar. In jedem Fall wird aber deutlich, daß sich die Säule nicht von Anfang an axial geschichtet aufbaut, sondern daß die axialen Schichten bei den angegebenen Entladungsbedingungen frühestens nach  $3 \mu\text{s}$  auftreten. Eine hohlzylindrische Form der Säule läßt sich jedoch schon bei den kürzesten Impulsdauern nachweisen (Abb. 2) und dürfte daher auch für das Zündstadium charakteristisch sein.

Auf den Bildern der Abb. 2 erkennt man weiterhin, daß mit wachsender Impulsdauer immer mehr Schichten in der Umgebung der Schelle deutlich ausgeprägt erscheinen, so, als breite sich die stabilisierende Wirkung mit einer endlichen Geschwindigkeit in Richtung auf die Anode zu aus. Dieser Effekt entspricht den Erscheinungen, die schon früher nach der gleichen Methode in Nähe der Kathode der Impulsentladung in Wasserstoff beobachtet wurden [2].

Zur genaueren Untersuchung des zeitlichen Aufbaus der Plasmastruktur wurde ein etwa 1 mm dicker, senkrecht zur Rohrachse gelegener Abschnitt der Säule auf die Kathode eines Sekundärelektronenvervielfachers (SEV) abgebildet und der Verlauf der ungefilterten Lichtintensität nach entsprechender Verstärkung auf dem Schirm eines Impulsozillographen sichtbar gemacht. Beobachtet man mit dieser Einrichtung die ungestörte

FOR OFFICIAL USE ONLY

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

geschichtete Säule (Abb. 1d), erhält man ein Oszillogramm der auf Abb. 8a wiedergegebenen Art. Da die Schichten in unruhiger Bewegung sind, werden hier nacheinander die zeitlichen Verläufe aller räumlichen Phasen der Schichten auf dem Oszillographenschirm aufgezeichnet. Das Oszillogramm läßt somit sowohl die Intensitätsunterschiede zwischen Hell- und Dunkelraum als auch die Zeit erkennen, während der die Schichten existieren. Demnach steigt die Lichtintensität zunächst im Dunkel- wie im Hellraum in gleicher Weise an. Nach einer endlichen Zeit (im Beispiel ungefähr  $3 \mu s$ ) nimmt die Intensität im Dunkelraum jedoch wieder etwas ab oder bleibt zumindest konstant, die im Hellraum dagegen steigt zunächst weiter bis zu einem bestimmten Wert an. Die Helligkeitsunterschiede, also die Schichten, bleiben dann bis zum Einsetzen des Abklingens bestehen. Die Schichtenbildung ist demnach sicher kein Effekt des abklingenden Plasmas.

Die Oszillogramme verändern sich nur wenig, wenn man den beobachteten Säulenabschnitt in axialer Richtung verschiebt. Im Bereich der schellenstabilisierten Schichten wird für einen Hellraum nur die unterste Hüllkurve der Abb. 8a, für einen Dunkelraum die oberste Hüllkurve der gleichen Abbildung registriert, wenn man von gewissen Abweichungen und Unregelmäßigkeiten im Kurvenverlauf absieht. Demnach dürfte der Mechanismus der stabilisierten Schichten der Impulsentladung nicht wesentlich von dem der ungestörten Schichten verschieden sein.

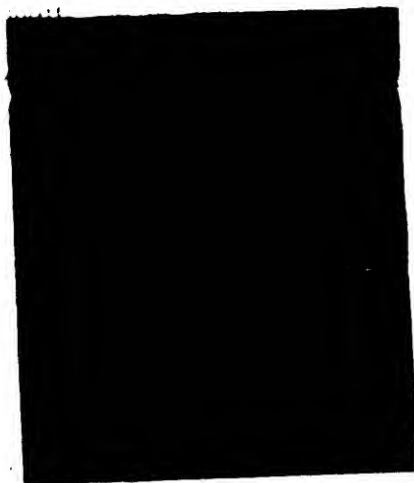


Abb. 3.

Zeitlicher Verlauf der lokalen Lichtintensität (a) und des Stromes (b) der Impulsentladung bei  $d = 3,1 \text{ cm}$ ,  $\nu = 70 \text{ Hz}$ ,  $\tau = 10 \mu s$ .

Der Abstand zweier Zeitmarken entspricht  $0,5 \mu s$ .

Bei Abb. 3 betrug  $U = 1,9 \text{ kV}$ , der Ballastwiderstand  $R = 2 \text{ k}\Omega$ , bei Abb. 4 betrug  $U = 2,8 \text{ kV}$ ,  $R = 4 \text{ k}\Omega$ .

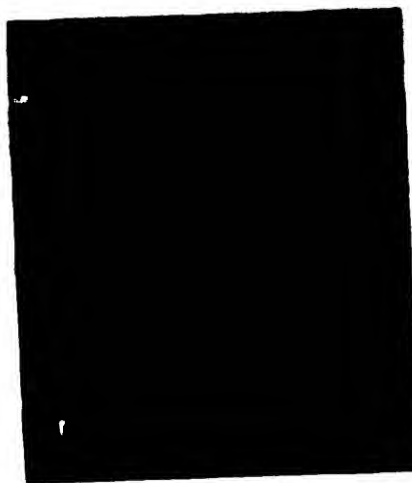


Abb. 4

**FOR OFFICIAL USE ONLY**

Schlingensatz des Knochensatzes zu ziehen, der der Schichtungs-  
 intensiven Beseitigung zugrunde liegt, scheint im Augen-  
 blick nicht zu sein, da die experimentelle Methode noch zu

CONFIDENTIAL (1031)

ДАН СОСР ГД. 1980 (1980)

**FOR OFFICIAL USE ONLY**